R. E. Peierls

LEGILE NATURII

EDITURA ȘTIINȚIFICĂ

Rudolf E. Peierls

LEGILE NATURII

EDITURA ŞTIINŢIFICA Bucureşti, 1965
În româneşte de
JOSEFINA FRIEDLANDER
Cercetător la I.F.A. a Acad. R.P.R.
Coperta de 1, PETRE S C V
THE LAWS OF NATURE
R. E. PEIERLS
C.B.E.,F.R.S.
Projessor of Mathematical Physics, University of Birmingham London
GEORGE ALLEN & UNWIN LTD. Ruskin House. Museum Street

PREFAŢA

Ideea acestei cărţi s-a născut după cel de-al doilea război mondial, într-un timp când am ţinut deseori conferinţe asupra energiei atomice în faţa unui auditoriu foarte divers. M-a izbit cu acest prilej faptul că, în afară de întrebările fireşti despre natura armelor nucleare şi pericolele pe care le reprezintă ele, se găsea totdeauna câte cineva care să pună întrebări cu privire la bazele fizicii. Ce legătură există între relaţia de nedeterminare şi cutare sau cutare problemă? Ce anume ţine închegat un nucleu atomic? Ce este un mezon şi ce legătură există între el şi forţele nucleare din moment ce în nucleu nu există suficientă energie pentru generarea unui mezon?

Este limpede că unii dintre auditori se molipsiseră de acea curiozitate ştiinţifică datorită căreia oamenii de ştiinţă studiază legile naturii, iar eu eram bucuros să răspund la întrebările lor. Rolul oamenilor de știință în societate este tocmai acela de a încerca să rezolve probleme legate de legile naturii. Dacă a apărut cerinţa de a se cunoaşte soluţiile, este treaba lor să le găsească. În acelaşi timp, este oricând o plăcere să fii în măsură de a transmite cunoștințe celor setoși de a ști.

Totuşi, este evident că în cele câteva minute rezervate pentru întrebări şi răspunsuri nu puteam pătrunde prea adânc în aceste probleme. Un anumit răspuns putea fi legat de cunoştinţe de teorie cuantică şi era greu de presupus că cel ce punea întrebarea este familiarizat cu această disciplină. Chiar dacă aş fi avut timpul necesar pentru a explica principiile teoriei cuantice, ar fi trebuit ca auditorii să aibă la bază cunoştinţe despre atom sau despre unde. Răspunsul la o întrebare s-ar fi transformat, până la. urmă, într-un ciclu de lecţii. În acelaşi timp însă am observat că, ori de câte ori se putea da răspunsul la o întrebare fără a reveni prea mult în urmă până la noţiunile de bază, necesitatea de a folosi un limbaj simplu şi de a evita matematica nu constituia un obstacol. De fapt, adeseori mi-am dat seama că demonstrarea unor fapte pe cât posibil în termeni simpli, netehnici, mi-a permis să le înţeleg eu însumi cu mai multă claritate decât atunci când le priveam numai în forma lor matematică.

Aceasta mi-a sugerat ideea de a încerca să expun principiile fizicii moderne într-un limbaj simplu şi fără a presupune existenţa unor cunoştinţe prealabile. Experienţa de care dispuneam îmi îngăduia să cred că acest lucru se putea face într-un spaţiu rezonabil şi că, în acelaşi timp, îmi voi limpezi eu însumi ideile.

M-am străduit să scriu o carte pe înţelesul nespecialiştilor. Am presupus că cititorul nu are la bază cunoştinţe ştiinţifice speciale, dar cei

care posedă unele cunoştinţe de fizică o vor urmări cu mai multă uşurinţă. Aceasta se aplică în special la primele două capitole. Întrucât mecanica şi electricitatea sunt familiare multor cititori, în aceste domenii am recurs la argumentări mai amănunţite pentru a da astfel unele exemple tipice de raţionamente fizice, pe care în capitolele următoare am fost nevoit să le expun mai superficial. S-ar putea deci întâmpla ca unii cititori, mai puţin obişnuiţi cu modul de a raţiona al fizicianului, să găsească unele părţi din primele două capitole puţin cam complicate. Sfatul meu este să citească mai departe şi să revină asupra lor, dacă va fi necesar, pentru orice chestiune citată în capitolele următoare şi care s-ar părea importantă pentru înţelegerea celor ce urmează.

De asemenea s-ar putea ca unii cititori să cunoască mai multă matematică decât folosesc eu aici; dar introducerea a ceva mai multă matematică ar fi practic inutilă dacă cititorul nu ar stăpâni pe deplin ecuaţiile diferenţiale. Pentru acei cititori ale căror cunoştinţe de matematică merg atât de departe, ar fi preferabile cărţi de un nivel mai înalt. Am constatat însă că nici studentului în fizică nu-i strică să vadă faptele şi argumentarea lor expuse într-o formă simplă, descriptivă. În conferinţele adresate studenţilor avansaţi în fizică, am folosit cu succes unele dintre exemplificările pe care le-am elaborat cu prilejul scrierii acestei cărţi.

Aş considera efortul depus de mine pentru scrierea cărţii la fel de bine răsplătit dacă aş reuşi să arăt unora dintre cititori, care nu au luat niciodată contact cu ştiinţa, unele dintre scopurile, metodele şi concluziile omului de ştiinţă. În zilele noastre, când predomină învăţământul specializat, se vorbeşte mult despre omul de ştiinţă sau specialistul cu preocupări înguste, în a cărui formaţie culturală au fost neglijate toate valorile general-umane, inclusiv artele şi disciplinele ştiinţifice umaniste. S-ar putea întâmpla ca acest tip de om să existe cu adevărat, deşi în acest caz ar fi cu totul diferit de majoritatea oamenilor de ştiinţă sau a specialiştilor pe care îi cunosc eu. Sunt însă convins că există şi cealaltă extremă, persoane a căror cultură generală s-a concentrat asupra artelor şi disciplinelor umaniste şi care nu manifestă câtuşi de puţin interes pentru ştiinţele naturii. De fapt, mai există mulţi pedagogi care consideră ştiinţa ca având prea puţină valoare educativă. Concepţia lor asupra lărgirii bazelor culturii generale pentru specialiştii în umanistică constă în introducerea unor discipline ca istoria ştiinţelor sau filozofia ştiinţei, al căror studiu ar fi mai „respectabil“ decât al ştiinţei ca atare. Acestea sunt într-adevăr obiecte atrăgătoare, dar nu cred că ar fi de vreun folos să le studiezi fără o înţelegere a principiilor ştiinţei însăşi. Altminteri, încercările lor se aseamănă cu străduinţa de a preda istoria artelor unei persoane care nu a văzut niciodată o pictură sau a-l învăţa teorie muzicală pe un surd. De aceea socotesc că, pentru orice încercare de a prezenta nespecialiştilor unele aspecte ale ştiinţei,

modul de prezentare pe care l-am ales aici este cel potrivit.

Având înaintea mea manuscrisul terminat, sunt pe deplin conştient de omisiunile acestei lucrări. Lăsând deoparte limitările în ceea ce priveşte tematica însăşi, spaţiul nu mi-a permis să dau amănunte asupra instrumentelor fizicianului sau asupra problemelor practice ale unei ştiinţe care — nu trebuie să uităm niciodată — este o ştiinţă experimentală. Sper că am reuşit ca din atenţia cititorului să nu scape nici un moment calea pe care fizica a ajuns la toate concluziile ei în baza cunoştinţelor experimentale, a experimentării ei. Dar cartea nu oferă un tablou al vieţii experimentatorului şi a ceea ce se petrece în laboratorul său. Unii dintre colegii mei, al căror interes principal pentru fizică se axează pe construirea şi utilizarea unor noi şi ingenioase aparate, ar putea considera într-adevăr că nu am pus nici pe departe accentul acolo unde trebuie.

A fost de asemenea necesar să înfăţişez evoluţia concepţiilor ca pe un proces mult mai rectilinia decât a fost el în realitate. Nu am putut expune decât concepţiile care au fost verificate de fapte şi nu şi pe cele, mult mai numeroase, care au fost invalidate sau s-au dovedit neconstructive şi au trebuit să fie abandonate. De asemenea nu am încercat să redau ceea ce simte omul care observă cum se dezvoltă şi se confirmă aceste concepţii noi; aceasta a fost bine descris în conferinţele ţinute la Beith de către dr. J. R. Oppenheimer, căruia, la rândul său, i s-a reproşat de către unii critici că nu a realizat ceea ce am încercat să fac eu în această carte.

În încheiere, aş vrea să mulţumesc acelora cărora le sunt îndatorat. Ideile prezentate în această carte nu sunt câtuşi de puţin originale sau personale; ele fac parte din arsenalul unui fizician modern. Nu le pot prezenta fără a aminti pe mulţi profesori, între care Heisenberg, Pauli şi mai ales pe Niels Bohr, ca şi pe numeroşi colegi care m-au ajutat să mă familiarizez cu domeniul acesta şi să ajung la un oarecare grad de claritate a ideilor. Mulţi prieteni, tineri şi bătrâni, m-au ajutat, servindu-mi într-un fel drept „cobai." asupra cărora am experimentat unele părţi ale cărţii, şi toţi au făcut observaţii valoroase. Ţin, de asemenea, să mulţumesc profesorului Lancelot Hogben pentru critica constructivă pe care a făcut-o asupra textului.

INTRODUCERE

Dintre toate ramurile ştiinţei, studierea structurii materiei şi a legilor care determină fenomenele naturii a exercitat întotdeauna o atracţie deosebită. În definitiv, spiritul cercetării ştiinţifice îşi are originea în curiozitatea copilului care trebuie neapărat să desfacă ceasul în piesele alcătuitoare ca să vadă de ce merge, iar căutarea legilor fundamentale reprezintă tocmai această atitudine, dusă până la concluzia sa logică.

O dată stăpâni pe mecanismul ceasului, mergem mai departe şi ne întrebăm ce anume determină roţile dinţate, sau arcurile, sau cifrele luminoase ale cadranului să se comporte aşa cum o fac; aceasta ne duce direct la probleme legate de structura materiei. Iniţial asemenea probleme erau atât de domeniul fizicianului, cât şi de acela al chimistului; dar, întrucât teoria atomică modernă a dovedit că legile chimiei sunt consecinţe ale legilor fizicii, progresele ulterioare în cunoaşterea legilor fundamentale sunt lăsate în seama fizicienilor.

Când vorbim aici despre materie, ne referim numai la materia neînsufleţită. Legile naturii care vor fi descrise în această carte nu includ descrierea vieţii sau a fiinţelor vii. Nu ne preocupă aici problema dacă este probabil sau măcar imaginabil ca în viitor comportarea materiei vii să fie descrisă de legi la fel de complete şi de cantitative ca cele care descriu astăzi comportarea ceasurilor sau a atomilor.

În această carte voi încerca să schiţez ceea ce am ajuns să cunoaştem din structura materiei şi din legile care stau la baza ei şi voi încerca să prezint unele dovezi care ne dau certitudinea că ne aflăm pe calea cea bună.

Merită să fie menţionat un anumit pericol legat de orice descriere sumară a unei ramuri a ştiinţei. În interesul simplităţii expunerii este deseori necesar, cum a fost şi în această carte, să citărm numai unul sau numai câteva fapte ca dovezi ale unei idei teoretice noi şi, poate, surprinzătoare. Relatarea capătă astfel ceva din natura unui roman poliţist, în care identitatea criminalului este stabilită doar de un singur fapt important, fără de care problema ar rămâne insolubilă.

Într-adevăr, autorul unui roman poliţist îl invită pe cititor să construiască o soluţie alternativă, care să se potrivească cu toate indiciile prezentate. În acelaşi spirit, autorii cărţilor de ştiinţă popularizată formulează uneori o teorie care ar părea să se potrivească cu probele-cheie de care dispun tot atât de bine ca şi punctul de vedere răspândit în mod curent printre fizicieni sau,

poate, chiar mai bine. Aceasta se aplică îndeosebi unor ramuri ca relativitatea sau teoria cuantică, care par să intre în conflict cu bunul-simţ. Este deci firesc ca autorul să încerce (aşa cum au încercat toţi fizicienii) să găsească o teorie mai puţin revoluţionară, care să se potrivească cu datele existente.

Dar datele sunt mult mai numeroase decât cele conţinute în puţinele exemple tipice la care trebuie să se limiteze o expunere succintă cum este cea de faţă. O argumentare nu este niciodată acceptată în fizică pe baza unui singur fapt experimental. Uneori o singură experienţă este de importanţă capitală, pentru că ea atrage atenţia asupra necesităţii de a ne revizui concepţiile. Ea poate fi suficientă pentru a sugera o nouă explicaţie, dar această nouă explicaţie va fi privită ca ipotetică până când vor veni s-o confirme noi fapte şi până când previziunile bazate pe noua ipoteză nu vor fi confirmate pe mai multe căi, astfel încât să fim convinşi de temeinicia ei.

Oricine vrea să pună în discuţie metodele ştiinţei trebuie deci să facă cunoştinţă în detaliu nu numai cu câteva exemple, ci cu suficiente dovezi, pentru a fi în măsură să judece situaţia.

Cititorul acestei cărţi se află în aceeaşi situaţie ca şi cititorul unui ziar în care se relatează un proces judiciar. El ia cunoştinţă de tipul de probe pe care s-a bazat verdictul, dar, dacă vrea să susţină că juriul s-a înşelat, trebuie să adâncească, sub aspectul său tehnic, întregul arsenal de dovezi în baza căruia juriul şi-a format opinia.

Cititorul poate să obiecteze aici: dacă fizicienii sunt intr-adevăr chiar atât de precauţi în formarea opiniilor lor, cum se explică faptul că concepţiile lor asupra legilor fundamentale pot suferi asemenea schimbări radicale ca, de pildă, în cazul relativităţii, care a dărâmat mecanica lui Newton, sau al teoriei cuantelor de lumină, care a luat teoriei ondulatorii a luminii dreptul de a fi unică? Cum au putut oamenii de ştiinţă să creadă timp de secole în teorii care s-au dovedit mai târziu incorecte?

Aceasta este o întrebare importantă. Răspunsul constă în faptul că fizica (ca, de altfel, orice ştiinţă experimentală) nu poate pretinde că rezultatele sale ar reprezenta adevărul absolut şi definitiv. Se poate afirma doar că avem o anumită imagine din multe puncte de vedere foarte apropiată de adevăr, de fapt atât de apropiată încât pentru cele mai multe scopuri deosebirile nu sunt esenţiale. Cu timpul, legile fizicii pe care le-am formulat la un moment dat sunt supuse unei verificări mai precise sau sunt verificate în domenii mult mai largi decât cele pentru care au fost formulate iniţial. Astfel apare uneori necesitatea revizuirii lor şi legea trebuie lărgită încât să includă fenomene a căror existenţă nu era bănuită până atunci; totuşi ea rămâne valabilă, sub prima

formă, în toate scopurile practice când este vorba de descrierea fenomenelor pentru care a fost dedusă la început.

Când, în ultimele capitole, vom trece în revistă cele mai revoluţionare schimbări care s-au produs recent în concepţiile noastre, vom vedea că, de fapt, aceste schimbări nu implică înlăturarea vechilor legi ca incorecte, ci numai recunoaşterea faptului că ele sunt incomplete.

Acest proces al corectării treptate a legilor cu ajutorul cărora descriem fenomenele naturii reprezintă o trăsătură caracteristică a ştiinţei. O analogie simplă ar putea 'ilustra aceasta. Dacă privim fotografia unui câmp acoperit de zăpadă, din care o parte este luminată de soare, iar alta este în umbră, vom descrie această fotografie ca fiind alcătuită dintr-o zonă de o nuanţă foarte deschisă de cenuşiu, aproape alb, şi o altă zonă de o nuanţă de cenuşiu ceva mai închis. Studiind mai îndeaproape aceeaşi fotografie cu ajutorul microscopului, vom descoperi că zonele cenuşii sunt, de fapt, constituite din mici puncte negre — granulele de argint rezultate din procesul fotografic, suprapuse peste un fond alb —, zona mai închisă la culoare deosebindu-se de cealaltă prin faptul că conţine mai multe puncte negre.

Intr-un sens, această descoperire dovedeşte că prima descriere era greşită, dar ar fi mai rezonabil să afirmăm că noua descriere o precizează pe cea veche şi o înlocuieşte atunci când ne interesează mult mai multe detalii. Vechea descriere este însă suficient de bună atunci când ne interesează să facem o fotografie sau s-o privim. De fapt, fiind mai simplă, ea este cu atât mai adecvată acestui scop.

Dacă ar trebui să ne gândim la fotografie ca la o puzderie de puncte negre pe fond alb, am ajunge să considerăm fotografiile cu totul inutilizabile în scopuri artistice.

Tot astfel, legile mecanicii lui Newton şi teoria ondulatorie a luminii îşi menţin valoarea pentru cele mai multe probleme practice din domeniul activităţii noastre de toate zilele, deşi ştim că adevărul pe care îl conţin nu reprezintă întregul adevăr.

În cursul acestei expuneri voi încerca să schiţez modul în care descoperirile din ultimele cinci decenii ne-au condus la lărgirea şi corectarea continuă a concepţiilor noastre asupra legilor naturii şi să arăt stadiul la care s-a ajuns acum.

Nu voi încerca să urmăresc progresele în ordinea lor istorică. În multe cazuri, desigur, cititorul va trebui să fie condus prin aceleaşi trepte de raţionament care au fost urmate în însăşi dezvoltarea fizicii, dar în alte cazuri este mai simplu să introduc idei noi într-un stadiu mai puţin avansat sau să economisesc timp evitând drumurile ocolite.

Mişcarea şi forţa

LEGILE LUI NEWTON

Mecanica este ramura cea mai veche a fizicii. Ea se studiază amănunţit în şcoală şi, desigur, celor mai mulţi cititori le sunt familiare legile mecanicii. Deseori se uită însă faptul că mecanica este o ramură a ştiinţelor naturii şi că legile ei ne apar din observaţie şi experiment.

În viaţa de toate zilele şi în şcoală, ele ne-au devenit atât de familiare, încât avem tendinţa să le considerăm ca ceva de la sine înţeles. În Anglia, de exemplu, mecanica este considerată adeseori doar ca o ramură a matematicii.

Totuşi, va fi necesar să trecem pe scurt în revistă în acest capitol principiile ei, şi aceasta din două motive. Pe de o parte, deoarece ele reprezintă exemplul cel mai vechi şi mai simplu de aplicare a metodelor cantitative de cercetare la fenomenele naturii şi, pe de altă parte, pentru că mai încolo va trebui să discutăm modificările ce trebuie aduse acestor principii pentru a le putea aplica la mişcarea unor corpuri foarte mici, precum şi la mişcări cu viteze foarte mari. Va deveni atunci necesar să revizuim unele idei, care la prima vedere ne apar ca absolut evidente şi imuabile; trebuie deci să înţelegem bine faptele care stau la baza acestor idei.

Mecanica se ocupă cu mişcarea obiectelor şi cu forţele care le determină să se mişte. A spune că un corp se mişcă este echivalent cu a spune că el îşi schimbă poziţia, şi astfel ne lovim imediat de noţiunea de viteză de schimbare. Astfel, viteza unei particule reprezintă iuţeala cu care îşi schimbă ea poziţia în spaţiu. În cazul particular al unui corp care se mişcă uniform (cu viteză constantă), viteza este raportul dintre distanţa parcursă şi timpul necesar pentru a o parcurge. De exemplu, în cazul unei competiţii sportive, viteza unui alergător, sau a unui cal, sau a unui avion, se determină de obicei măsurând cu un cronometru timpul necesar pentru a străbate o distanţă dată. Totuşi, dacă viteza nu este constantă, vom obţine rezultate diferite în funcţie de lungimea intervalului de timp în care observăm alergătorul. În acest caz, pentru a putea defini o viteză trebuie să ne imaginăm că am putea măsura cu ajutorul unor metode de mare precizie distanţa mică parcursă de corp într-un interval de timp foarte scurt. Cum ar spune un matematician, *viteza este limita către care tinde raportul dintre distanţă şi intervalul de timp, când acesta din urmă tinde spre zero.*

O asemenea definiţie a vitezei de schimbare este un concept de bază al calculului diferenţial. Majoritatea legilor cantitative ale fizicii pot fi formulate cel mai bine sub formă de ecuaţii care implică diferenţiere, sau, cum se spune, de ecuaţii diferenţiale.

Totuşi nu vom presupune că cititorul acestei cărţi este familiarizat cu analiza matematică şi vom evita folosirea ei, deşi aceasta va impune deseori prezentarea greoaie, în cuvinte, a unui raţionament pe care o ecuaţie l-ar putea reda mult mai simplu. Unele noţiuni vor trebui chiar lăsate la o parte, ele fiind neinteligibile fără analiza matematică.

Dacă putem evita într-o oarecare măsură formulele analizei matematice, nu ne putem însă dispensa de noţiunea de viteză de schimbare. De altfel, noţiunea de viteză a unui corp este acum destul de familiară, şi dacă, pentru a ne imagina metoda „distanţei măsurate şi a cronometrului“ aplicată la intervale de timp infinit mici, ar necesita poate un anumit efort mintal, cititorul este însă, desigur, familiarizat cu urmărirea variaţiei vitezei la un automobil, indicată de vitezometrul său.

Legea cea mai importantă a mecanicii este legea inerţiei a lui Galileu, care stabileşte că *un corp lăsat în voia sa se mişcă cu viteză uniformă în una şi aceeaşi direcţie.*

In zilele noastre, această lege pare că exprimă un lucru aproape de la sine înţeles, deşi ea este contrară experienţei de fiece zi, care ne arată că în general corpurile tind să se oprească atunci când forţa care a provocat mişcarea lor încetează să acţioneze. Desigur aceasta se explică prin existenţa forţelor de frecare dintre corpul dat şi alte corpuri sau prin rezistenţa aerului; dacă frecarea ar fi înlăturată, corpurile ar continua să se mişte.

Se poate arăta uşor că dacă se reduce frecarea, făcând ca obiectele să alunece, sau dacă se diminuează rezistenţa aerului, dând forme corespunzătoare corpurilor sau golind spaţiul în care se mişcă acestea, concordanţa cu legea ideală a lui Galileu va fi tot mai mare. Aceasta dovedeşte că avem dreptate când considerăm tendinţa corpurilor de a-şi înceta mişcarea nu ca pe o tendinţă naturală, inerentă lor, ci ca fiind datorită unor cauze secundare.

Prin urmare, ori de câte ori viteza unui corp se schimbă, cu alte cuvinte când mişcarea sa este accelerată, spunem că aceasta se datoreşte unei forţe oarecare. Relaţia dintre forţă şi acceleraţie este descrisă de „a doua lege a lui Newton“ (prima fiind principiul inerţiei al lui Galileu), care stabileşte că *forţa este egală cu masa înmulţită cu acceleraţia.*

Prin acceleraţie înţelegem iarăşi o viteză de schimbare, de data aceasta iuţeala de schimbare a vitezei cu timpul. Putem lua din nou ca obiect de demonstraţie automobilul. Senzaţia pe care ne-o dă un automobil accelerat rapid (sau care frânează brusc, ceea ce înseamnă o acceleraţie în sens opus) ne este tuturor familiară. Nu este greu să ne gândim la această acceleraţie ca la ceva ce se poate exprima într-o formă cantitativă.

De multe ori se discută dacă legea a doua a lui Newton reprezintă o definiţie a forţei sau a masei ori constatarea unui fapt obiectiv. De fapt, ea este o combinaţie a acestora; şi, cum aceasta este o situaţie tipică pentru o lege fizică, merită să clarificăm bine lucrurile.

Legea lui Newton stabileşte, în primul rând, că acceleraţia imprimată unui corp dat de către o forţă dată este totdeauna aceeaşi, independent de cât de repede se mişcă obiectul, precum şi de alţi factori, ca poziţie geografică, anotimpuri, temperatură etc. Aceasta este constatarea unui fapt care poate fi dovedit sau infirmat de observaţie. Mai departe legea stabileşte că, dacă aceeaşi forţă este aplicată unor corpuri diferite, acceleraţiile lor se vor afla totdeauna în acelaşi raport. De exemplu, dacă un obiect A este accelerat de două ori mai mult decât un obiect B de către o forţă dată, atunci aplicarea oricărei alte forţe va da lui A o acceleraţie de două ori mai mare decât lui B. Aceasta este iarăşi o constatare a unui fapt. În acest fel putem atribui oricărui corp o mărime, numită inerţia lui, şi putem determina prin observaţie raportul dintre mărimea inerţiei a două obiecte oarecare. Dacă am face aceasta, am constata că inerţia este aditivă, adică dacă combinăm două corpuri pentru a forma unul singur, acesta va avea o inerţie care este egală cu suma inerţiilor celor două corpuri separate. Din această cauză este rezonabil să folosim în loc de „inerţie" termenul de „masă", pe care 1-am definit pe această cale. El este definit însă într-o scară arbitrară, cu alte cuvinte trebuie-să desemnăm un corp oarecare şi să numim masa sa, de exemplu, kilogram; apoi masele altor corpuri pot fi exprimate ca multipli sau ca fracţiuni ale acestei unităţi.

Toate cele de mai sus se referă la o forţă dată, şi cititorul atent trebuie să fi observat că pentru valabilitatea unei asemenea demonstraţii este necesar să ştim să aplicăm forţe egale unor corpuri diferite. Aceasta ar fi greu de realizat fără ajutorul celei de-a treia legi a lui Newton, care stabileşte că *acţiunea este egală cu reacţiunea*, cu alte cuvinte *dacă un obiect A exercită o anumită forţă asupra unui alt obiect B, atunci B exercită asupra lui A o forţă opusă şi egală cu prima forţă.* Făcând uz de această lege, putem rezolva acum multe probleme în care corpuri de mase diferite interacţionează între ele şi să facem astfel comparaţiile de care am vorbit.

Constatăm, de asemenea, că diferitele forte sunt aditive în sensul că, dacă două forţe acţionează împreună şi în aceeaşi direcţie asupra unui corp, acceleraţia rezultantă va fi egală cu suma acceleraţiilor produse de fiecare forţă separat. De exemplu, dacă doi cai trag egal de tare de o căruţă, ei îi vor da o acceleraţie de două ori mai mare decât cea pe care ar produce-o un singur cal. Aceasta este, de asemenea, un fapt experimental şi ne ajută să arătăm că

definiţia forţei este raţională.

Până acum nu am ţinut seama de direcţia şi de sensul vitezei, acceleraţiei şi forţei. Dar, în realitate, ele sunt mărimi dirijate — „vectori". Când vorbim despre o forţă, trebuie să-i specificăm atât mărimea, cât şi direcţia şi sensul, iar atunci când vorbim despre adunarea a două forte, care nu trebuie în mod necesar să se exercite în aceeași direcţie, înţelegem forţa rezultantă obţinută atunci când cele două forţe se exercită simultan asupra unui obiect.

Cititorul îşi aminteşte, poate, că forţa rezultantă poate fi construită desenând întâi o săgeată în direcţia primei forţe, de lungime proporţională cu mărimea sa, şi apoi de la capătul său o săgeată în direcţia celei de-a doua forţe, de lungime proporţională cu mărimea acesteia. Linia care uneşte începutul primei săgeţi cu vârful celei de-a doua dă atunci atât direcţia, cât şi mărimea forţei rezultante. Această construcţie, arătată în figura 1, este cunoscută sub denumirea de triunghiul forţelor. Dacă mai desenăm două linii pentru a forma un paralelogram, obţinem o altă formă a acestei reguli, cunoscută sub numele de „paralelogramul forţelor".

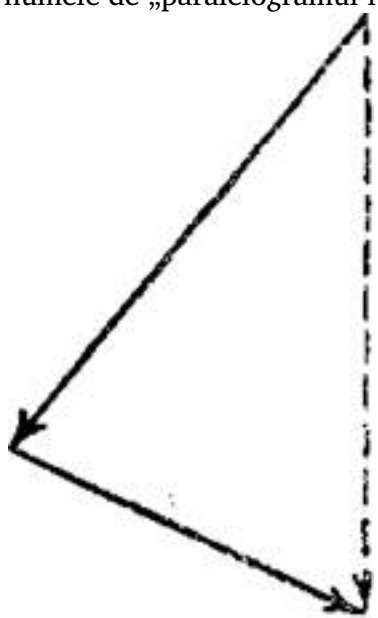


Fig. 1. Compunerea forţelor

Acelaşi principiu se aplică la adunarea a două viteze. Luând una dintre ele în sens opus celeilalte, putem obţine în acelaşi mod diferenţa a două viteze.

Acesta este modul în care trebuie să interpretăm iuţeala de schimbare a vitezei, care, ca şi acceleraţia, intră în cea de-a doua lege a lui Newton. Un corp este deci în mişcare accelerată chiar

atunci când viteza sa este constantă ca mărime, dar variază în ceea ce priveşte direcţia. Pentru a face ca un corp să se mişte de-a lungul unei traiectorii curbate cu viteză constantă, este necesară o forţă. Folosind din nou automobilul pentru ilustrare, pasagerul unui automobil care coteşte cu viteză mare simte foarte bine forţa exercitată asupra sa de către banchetă sau de pereţii maşinii.

Acceleraţia unui corp care se mişcă cu viteză constantă de-a lungul unei curbe este $\frac{v^2}{r}$, unde *v* este viteza şi *r* raza de curbură. Acest rezultat poate fi obţinut considerând vitezele corpu1ui în două momente succesive şi luând diferenţa lor după regula triunghiului sau a paralelogramului. El apare însă ca evident datorită faptului că acceleraţia trebuie să fie egală cu raportul dintre viteză şi timp, sau, cu alte cuvinte, trebuie să fie o distanţă împărţită la pătratul unui timp. Or, $\frac{v^2}{r}$ este singurul mod de combinare a vitezei cu raza de curbură care satisface această cerinţă. Direcţia acestei acceleraţii formează un unghi drept cu direcţia ele mişcare în momentul respectiv şi este îndreptată către centrul de curbură.

Pentru a menţine o particulă în mişcare de-a lungul unei curbe este deci necesară o forţă în aceeaşi direcţie şi de mărime $\frac{mv^2}{r}$, unde *m* este masa obiectului.

Deşi această forţă este îndreptată înspre centrul de curbură, ea este numită uneori „forţă centrifugă". Această denumire se datoreşte faptului că, în virtutea celei de-a treia legi a lui Newton, forţa exercitată de corp asupra oricărui alt corp care îl sileşte să se mişte pe traiectoria curbă este îndreptată în afară. Astfel, în timp ce într-un automobil care coteşte brusc spre stânga bancheta exercită asupra noastră o forţă care ne împinge spre stânga, reacţia noastră pe banchetă este să fim împinşi spre dreapta, deci dinspre centrul de curbură în afară.

Cu această explicaţie a ceea ce înţelegem prin acceleraţie am completat rezumatul legilor de bază ale mecanicii. Pentru orice problemă concretă trebuie, desigur, să adăugăm la aceste legi generale o specificare a forţelor concrete ce acţionează şi a oricăror condiţii impuse mişcării obiectelor considerate.

GRAVITAŢIE ŞI ALTE FORŢE

Dintre forţele care joacă un rol în problemele de mecanică din viaţa de toate zilele, cea mai importantă este forţa gravitaţiei. Ea acţionează asupra oricărui obiect în direcţie verticală, de sus în jos,

şi este proporţională cu masa, astfel încât, sub influenţa numai a gravitaţiei, toate obiectele cad cu aceeaşi acceleraţie.

Acesta este un alt exemplu în care o lege generală simplă a naturii pare să contrazică bunul-simţ. Simţim intuitiv că o piatră va cădea mai repede decât o bucată de hârtie şi nu putem recunoaşte legea generală decât atunci când ajungem să înţelegem că hârtia cade mai lent datorită rezistenţei aerului, de care ea este mai puternic afectată decât piatra. Cu alte cuvinte, fenomenul cunoscut al căderii libere a corpurilor este complex. Cazul pentru care ne putem aştepta să fie valabilă o lege simplă este cel al căderii corpurilor în vid. Ne putem apropia de aceste condiţii ideale observând cum cad corpurile într-un tub din care s-a scos aerul.

Faptul că forţa gravitaţiei care acţionează asupra unui corp, adică greutatea sa, este exact proporţională cu masa (sau cu inerţia) sa, este, în această fază a cunoştinţelor noastre, o coincidenţă surprinzătoare. Vom vedea mai târziu că în teoria generalizată a relativităţii acestui fapt i se dă un sens nou, legat de natura gravitaţiei.

Newton şi-a dat de asemenea seama că forţa care face ca obiectele să cadă spre Pământ este numai un caz special al unei atracţii generale între două mase, oricare ar fi ele, şi că tocmai acestei atracţii i se datoreşte faptul că Pământul şi celelalte planete se menţin pe traiectoriile lor în jurul Soarelui. Intuiţia noastră este din nou contrazisă de faptul că puternicele forţe de atracţie nu duc la căderea Lunii pe Pământ sau a Pământului pe Soare, căci nu suntem obişnuiţi să avem de-a face cu corpuri supuse la atât de puţină frecare, încât să-şi poată menţine viteza milioane de ani. De fapt vedem că este posibil ca un corp să se rotească pe o orbită circulară în jurul unui centru de atracţie, cu condiţia ca forţa de atracţie să aibă exact mărimea necesară pentru a-i da acceleraţia corespunzătoare curburii orbitei. Am văzut că această forţă este $\frac{mv^2}{r}$. Pentru o rază r dată şi pentru o forţă de atracţie dată, există deci totdeauna o anumită viteză la care este posibilă o asemenea mişcare stabilă.

Orbitele planetelor nu sunt exact circulare şi o descriere completă a mişcării lor ar cere mai multă matematică decât vom folosi aici, dar ele nu sunt foarte diferite de cercuri, şi această deosebire nu schimbă natura problemei. Dacă comparăm perioadele de revoluţie a diferite planete şi distanţele lor faţă de Soare, se constată din observaţie că pătratul perioadei variază cu cubul razei. Dacă ne amintim că viteza *v* este egală cu circumferinţa cercului (*2*

π_r) împărţită la timpul de revoluţie *t*, deducem că forţa variază invers proporţional cu pătratul distanţei până la centru.

Raţionamente de tipul acestuia l-au condus pe Newton să formuleze legea atracţiei universale, conform căreia două corpuri oarecare de mase m şi M, depărtate unul de altul $\frac{mM}{r^2}$ printr-o distanţă r, se vor atrage reciproc cu o forţă

$$\gamma \frac{mM}{r^2}$$

unde γ este constanta atracţiei universale. Newton a arătat că legea atracţiei universale explică legile lui Kepler asupra mişcării planetelor. Aceeaşi lege, cu aceeaşi constantă γ, dă corect intensitatea forţei gravitaţiei la suprafaţa Pământului.

Cercetări ulterioare au arătat că mici devieri de la orbitele exacte ale lui Kepler pot fi explicate prin atracţia reciprocă a planetelor; devierile sunt deosebit de mari atunci când planetele se apropie la distanţe relativ mici una de alta. Toate acestea reprezintă o confirmare pe scară largă a legii proporţionalităţii inverse cu pătratul distanţei.

Nu este uşor de determinat constanta γ din această lege, căci nu dispunem de nici o metodă directă pentru cunoaşterea masei Soarelui sau a vreunei planete. Singurul mod de a determina pe γ este să măsurăm forţa de atracţie către un obiect mare, a cărui greutate este determinată cu precizie. Cavendish a făcut tocmai acest lucru urmărind deviaţia unei balanţe sensibile atunci când în imediata apropiere a uneia dintre greutăţi se aşază nişte sfere mari de plumb. Cunoscând astfel din experienţă mărimea γ, putem deduce apoi, după orbitele planetelor, masa Soarelui sau a Pământului.

Am discutat pe larg legea gravitaţiei, deoarece, pe de o parte, ea a jucat un mare rol în dezvoltarea mecanicii lui Newton şi, pe de altă parte, pentru că forţa gravitaţiei reprezintă cel mai vechi exemplu de forţă care ascultă de o lege generală şi simplă.

Există însă forţe de multe alte tipuri. Dacă acesta ar fi începutul unui manual de mecanică, am da detalii asupra forţelor importante din diferitele aplicaţii ale mecanicii. Forţele care acţionează între corpurile în contact, inclusiv presiunea de contact şi frecarea dintre ele, şi forţele elastice care tind să redea corpurilor dimensiunea lor

normală, inclusiv forţa din arcul care face ceasul să meargă, constituie câteva exemple. De asemenea există forţe de presiune în lichide şi în gaze, inclusiv forţa care menţine un vapor la suprafaţa apei şi presiunea aburului în locomotivă sau cea a gazelor fierbinţi de ardere din motorul automobilului.

Vom vedea însă mai târziu că toate aceste tipuri de forţe sunt legate de structura materiei şi pot fi explicate cunoscând principiile structurii materiei. Deoarece materia este constituită din atomi, aceste forţe sunt în ultimă instanţă consecinţe ale forţelor care acţionează între atomi.

În afară de aceasta mai există un gen de forţe care joacă un rol în experienţa noastră de toate zilele, şi anume forţele electrice şi magnetice, de care ne vom ocupa în capitolul următor.

IMPULS ŞI ENERGIE

În discuţiile ulterioare va fi uneori nevoie să ne referim la alte câteva legi din mecanică, consecinţe ale legilor lui Newton. Una dintre acestea este legea conservării impulsului. *Prin impuls al unui corp înţelegem produsul dintre masa şi viteza sa.* Viteza de schimbare a impulsului este deci egală cu masa înmulţită cu iuţeala de schimbare a vitezei, adică este egală exact cu forţa care acţionează asupra obiectului.

Să considerăm două corpuri *A* şi *B*, care exercită forţe unul asupra celuilalt (de exemplu ele se pot atrage unul pe altul). În acest caz, viteza de variaţie a impulsului lui *A* este forţa exercitată de *B* asupra lui *A*, iar viteza de variaţie a impulsului 1ui *B* este forţa exercitată de *A* asupra 1ui *B*. În virtutea legii acţiunii şi reacţiunii, cele două forţe sunt opuse şi egale, deci în orice moment dat impulsurile lui *A* şi *B* se schimbă cu cantităţi de semn opus, adică suma impulsurilor lor este constantă. Aici suma trebuie înţeleasă, desigur, în sensul regulii triunghiului sau a paralelogramului.

Este uşor de văzut că acest rezultat se poate extinde la orice număr de corpuri, cu condiţia ca singurele forţe prezente să se datorească interacţiunilor dintre corpurile respective, fără să intervină nici o forţă exterioară.

În felul acesta am stabilit legea conservării impulsului: *dacă singurele forţe care acţionează într-un sistem mecanic oarecare sunt forţele exercitate de unele părţi ale sistemului asupra altora, impulsul întregului sistem rămâne constant.*

În cazul particular a două corpuri mici de mase egale, suma impulsurilor lor este

$$mv_1 + mv_2 = m(v_1 + v_2) = 2m\left(\frac{v_1 + v_2}{2}\right)$$

Expresia din paranteză reprezintă viteza lor medie, egală cu viteza unui punct care se află totdeauna la jumătatea distanţei dintre cele două corpuri. În acest caz particular putem afirma deci că, oricare ar fi forţele cu care se atrag sau se resping cele două corpuri, punctul care se află la jumătatea distanţei dintre ele se va mişca totdeauna cu viteză uniformă în linie dreaptă. Dacă particulele au mase diferite, această afirmaţie rămâne valabilă pentru un punct, numit centru de masă. Poziţia centrului de masă poate fi calculată în modul următor: dacă cele două corpuri se mişcă de-a lungul unei linii drepte şi se află la distanţele x_1, respectiv x_2 de un punct fix, atunci centrul lor de masă se află la distanţa

$$x = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2}$$

faţă de acelaşi punct de referinţă. Se vede uşor că acest centru de masă se află mai aproape de corpul mai greu dintre cele două. În acelaşi mod se poate defini centrul de masă a mai multor corpuri. Impulsul total este totdeauna egal cu Mv_c, unde *M* este masa totală a tuturor obiectelor şi v_c este viteza centrului lor de masă.

Următoarea noţiune importantă pe care o vom discuta este noţiunea de energie. Pentru a o înţelege, să considerăm în primul rând un corp care cade liber sub influenţa gravitaţiei, presupunând din nou neglijabilă frecarea sa cu aerul. Să vedem care este relaţia dintre distanţa străbătută de un corp în cădere şi viteza pe care a dobândit-o astfel. Ar fi o greşeală evidentă să ne închipuim că viteza corpului ar trebui să crească proporţional cu distanţa. Aceasta nu corespunde realităţii, deoarece forţa gravitaţiei este constantă şi deci, conform legii lui Newton, viteza corpului creşte proporţional cu timpul. Cu alte cuvinte, viteza creşte, în fiecare secundă cu aceeaşi cantitate. Dar dacă viteza creşte, distanţa parcursă în fiecare secundă creşte şi ea, şi deci aceeaşi creştere de viteză are loc pe o distanţă mai mare. Cu alte cuvinte, viteza creşte mai puţin decât proporţional cu distanţa.

Această afirmaţie o putem prezenta sub o formă cantitativă în modul următor. Să presupunem că la timpul t_1 corpul are viteza v_1 şi, într-un moment următor foarte apropiat, t_2 viteza v_2. Legea a doua a lui Newton ne spune că

$$v_2 - v_1 = g(t_2 - t_1)$$

unde g, acceleraţia gravitaţiei, este constantă. Acum, dacă în

primul moment distanţa de la punctul de pornire este s_1 şi în al doilea moment este s_2, avem

$$s_2 - s_1 = v(t_2 - t_1)$$

Care este viteza v pe care trebuie s-o folosim în această ecuaţie? Întrucât viteza particulei nu este constantă, ci mai mică la început şi mai mare spre sfârşit, este rezonabil să luăm media vitezei în acest interval de timp, egală cu

$$\frac{1}{2}(v_1 + v_2)$$

Aceste consideraţii sunt întotdeauna valabile, cu oarecare aproximaţie, pentru intervale de timp foarte mici. Ele se dovedesc exacte pentru orice mărime a intervalului de timp în cazul unei acceleraţii uniforme, aşa cum am şi presupus. Exprimând deci în ecuaţia noastră iniţială pe $t_2 - t_1$ în funcţie de distanţa parcursă, găsim uşor

$$\frac{1}{2}(v_1 + v_2)(v_2 - v_1) = g(s_2 - s_1)$$

sau, înmulţind primele două paranteze,

$$\frac{1}{2}v_2^2 - \frac{1}{2}v_1^2 = g(s_2 - s_1)$$

Prin urmare, nu viteza, ci jumătate din pătratul vitezei creşte cu aceeaşi mărime dacă particula a parcurs din nou aceeaşi distanţă. Făcând uz de faptul că forţa este egală cu masa înmulţită cu acceleraţia, acest rezultat poate fi scris sub forma:

$$\frac{1}{2}m(v_2^2 - v_1^2) = F(s_2 - s_1)$$

unde F este forţa. Să considerăm mai departe un anumit interval de drum şi un număr de corpuri care, pornind de la diferite înălţimi, străbat în cădere acest interval. Vitezele acelor corpuri, care au pornit de la o înălţime mai mare şi deci au atins o viteză mai mare, vor creşte mai puţin la trecerea prin acest interval, dar mărimea $\frac{1}{2}mv^2$ va creşte cu aceeaşi cantitate pentru toate corpurile.

De aici putem trage imediat câteva concluzii utile. Să presupunem, de pildă, că aruncăm un corp vertical în sus şi

aşteptăm ca el să se înapoieze. Cu ce viteză va ajunge corpul înapoi la noi? Răspunsul (făcând din nou abstracţie de rezistenţa aerului) va fi: cu aceeaşi viteză cu care l-am aruncat, dar, evident, de sens opus. Aceasta se poate arăta în felul următor: să ne imaginăm că urmărim corpul în ascensiunea lui şi punctăm fiecare porţiune de un centimetru din drumul parcurs de el. Când corpul străbate o anumită porţiune de acest fel, mărimea $\frac{1}{2}mv^2$ se micşorează cu o cantitate anumită (şi anume de F ori un centimetru), iar apoi, când corpul se înapoiază şi străbate aceeaşi porţiune, mărimea $\frac{1}{2}mv^2$ va creşte din nou cu aceeaşi cantitate. Prin urmare, când corpul se înapoiază la punctul de plecare, $\frac{1}{2}mv^2$ va fi crescut cu atât cu cât a scăzut în timpul ascensiunii şi va atinge din nou valoarea iniţială din momentul aruncării.

Mărimea $\frac{1}{2}mv^2$ se numeşte **energie cinetică**. Asemenea denumiri pentru mărimile mecanice sunt, în oarecare măsură, arbitrare şi nu trebuie să încercăm să le atribuim vreo semnificaţie legată de utilizarea lor în afara domeniului ştiinţific şi tehnic. De exemplu, expresia „un om foarte energic" are, probabil, mai multă analogie cu noţiunea de putere decât cu cea de energie.

Am stabilit, prin urmare, că energia cinetică a unui corp în cădere liberă, care străbate distanţa *s*, creşte cu *Fs*, unde *F* este forţa. Sau, dacă corpul se ridică la o înălţime *h*, energia sa cinetică se micşorează cu *Fh*, în aşa fel încât, dacă corpul cade sau se ridică, suma $\frac{1}{2}mv^2 + Fh$ rămâne constantă. Acesta este un caz particular al legii conservării energiei. în timp ce prima mărime am denumit-o energie cinetică, cea de-a doua, *Fh*, se numeşte **energie potenţială**.

Cum se modifică acest rezultat dacă avem de-a face nu cu forţa gravitaţiei, ci cu o altă forţă? În primul rând trebuie să menţionăm că alte forţe nu au, în general, aceeaşi intensitate în diferite puncte ale spaţiului. Ne vom limita, pentru moment, la cazul unui corp care se mişcă pe o dreaptă şi vom presupune că forţa care acţionează asupra corpului în orice punct dat al acestei drepte nu depinde de momentul de timp sau de viteza cu care el străbate punctul considerat. În acest caz putem folosi relaţia:

$$\frac{1}{2}mv_2^2 - \frac{1}{2}mv_1^2 = F(s_1 - s_2)$$

pentru intervale foarte mici, în care forţa poate fi considerată constantă. Expresia din partea dreaptă a ecuaţiei este denumită lucru mecanic efectuat de către forţa F. Dacă corpul străbate o distanţă dată, pentru a calcula lucrul mecanic efectuat trebuie să adunăm lucrul efectuat de această forţă pe diferitele intervale mici. Când corpul se înapoiază la punctul de plecare după ce a străbătut fiecare interval de două ori în sensuri opuse, creşterea energiei cinetice în timpul mişcării într-un sens va fi compensată prin scăderea ei la mişcarea în sensul opus şi deci se verifică din nou faptul că corpul se înapoiază în punctul de plecare cu viteza iniţială.

Forţele pentru care această afirmaţie este justă se numesc forţe conservative, deoarece pentru ele se verifică legea conservării energiei. Putem defini energia potenţială într-un punct dat ca lucrul mecanic total efectuat de corp în mişcarea lui de la punctul considerat până la un punct de referinţă. Întrucât unicul scop pentru introducerea energiei potenţiale este acela de a compara valorile ei în diferite puncte, este limpede că un sens bine precizat îl au numai diferenţele de energie potenţială; putem deci calcula energia potenţială faţă de un punct de referinţă cu totul arbitrar, cu condiţia de a păstra în mod consecvent convenţia aleasă.

Există totuşi, evident, forţe care sunt neconservative; în particular, toate forţele care depind de viteza corpului. Un exemplu îl constituie forţa de frecare, deoarece acţiunea ei este totdeauna opusă sensului de mişcare al corpului. Dacă un corp se rostogoleşte pe suprafaţa unei mese, atunci, străbătând o anumită distanţă, el va pierde o parte din viteza sa; dacă in mişcarea sa ulterioară se va înapoia la punctul de plecare, parcurgând acelaşi drum, el nu va recâştiga energia cinetică pe care a pierdut-o, ci, dimpotrivă, pierderile de energie cinetică vor creşte şi mai mult. Într-adevăr, este evident că forţele care depind de viteză nu pot fi conservative (pentru un corp ce se mişcă în linie dreaptă), întrucât corpul, putând trece prin acelaşi punct cu viteze diferite în sensuri diferite, modificările în energia lui cinetică nu se vor compensa niciodată.

Forţele neconservative pot duce atât la o scădere, cât şi la o creştere a energiei cinetice. Un exemplu îl constituie forţa aburului care acţionează asupra pistonului maşinii cu abur. Maşina cu abur este în aşa fel construită, încât aburul apasă asupra pistonului când acesta iese din cilindru, iar la înapoierea pistonului aburul este evacuat, astfel încât presiunea care se opune mişcării este acum mai mică.

Dacă vom trece de la cazul mai restrâns al mişcării în linie dreaptă la cazul general, nu va mai fi justă afirmaţia că forţele care depind numai de poziţia în spaţiu sunt neapărat conservative. Aceasta se poate vedea din următorul exemplu. Să considerăm un corp aflat în bătaia vântului care suflă peste o câmpie în aşa fel, încât la sol viteza vântului este nulă, dar creşte cu înălţimea. Să presupunem, de asemenea, că vântul acţionează asupra corpului cu o forţă care depinde numai de viteza lui în punctul dat şi, prin urmare, numai de înălţimea la care se găseşte corpul în momentul dat. Fixăm corpul la capătul unei sfori şi începem să-l rotim într-un plan vertical în aşa fel, încât în partea de jos a circumferinţei corpul să se mişte în direcţie opusă vântului. Atunci, în partea superioară a circumferinţei, corpul se va mişca în direcţia forţei vântului, şi acesta din urmă efectuează un lucru mecanic pozitiv, adică energia cinetică a corpului creşte. În jumătatea de jos a circumferinţei, corpul se va mişca în sens opus şi, prin urmare, vântul se va opune mişcării. Dar, după cum am presupus, vântul este mai slab în apropierea solului şi pierderea de energie cinetică va fi aici mai mică decât creşterea ei în jumătatea de sus a circumferinţei. De aceea, în condiţii ideale, corpul ar câştiga la fiecare rotire şi viteza lui ar creşte până ce ar deveni comparabilă cu viteza vântului, când nu ar mai fi logic să presupunem că presiunea vântului depinde numai de poziţia corpului, nu şi de viteza lui.

Prin urmare, o forţă este neconservativă (chiar atunci când depinde numai de poziţia corpului) dacă efectuează asupra corpului un lucru mecanic în timp ce acesta parcurge o curbă închisă. Această mărime — lucrul mecanic efectuat asupra unui corp care se mişcă pe o curbă închisă — se numeşte circulaţie. Deosebirile dintre forţele conservative şi cele neconservative vor fi de o mare importanţă în cele ce urmează.

Astfel, atât timp cât ne limităm la considerente de ordin pur mecanic, legea conservării energiei este valabilă numai pentru câteva cazuri foarte speciale şi numai rareori pentru problemele practice reale, care de obicei implică ca surse de energie mecanică motoare sau fiinţe vii sau în cazul frecării şi altor aspecte ale forţelor de rezistenţă care consumă energie mecanică.

Situaţia se schimbă însă radical dacă ţinem seama de faptul că energia mecanică este numai una dintre multiplele forme de energie. De exemplu, când frânăm pentru a opri un automobil, deci când anihilăm energia lui cinetică, în sistemul de frânare se generează căldură. Când în studiul căldurii — despre care se va vorbi pe scurt într-unul din capitolele următoare — au fost introduse metode cantitative, astfel încât a devenit posibilă măsurarea cantităţii de căldură, s-a stabilit că Ia anihilarea unei

cantităţi date de energie mecanică apare întotdeauna o cantitate egală de căldură. Aceasta înseamnă că energia mecanică şi energia termică se transformă una într-aha într-un anumit raport. Dacă vom denumi echivalentul termic al unei anumite cantităţi de energie mecanică, pur şi simplu, energie termică, atunci frecarea nu va mai anihila energia, ci doar va transforma energia mecanică în energie termică. Invers, o maşină cu abur transformă energia termică în energie mecanică, dar, după cum vom vedea mai departe, aceasta nu este tot ce se poate spune în problema de faţă, deoarece se dovedeşte că transformarea energiei mecanice în energie termică este mult mai uşor realizabilă decât procesul invers.

Există şi alte forme de energie. Una dintre ele este energia chimică. La arderea cărbunelui, adică la combinarea carbonului şi oxigenului pentru a da bioxid de carbon, se naşte energie termică aparent din nimic. Legea conservării energiei va fi respectată dacă vom presupune că substanţa conţine energie chimică, determinată de starea ei chimică, şi că energiile chimice a oxigenului şi a carbonului, luate separat, sunt mai mari decât energia produsului rezultat din ardere, a bioxidului de carbon. Cu alte cuvinte, arderea transformă energie chimică în energie termică. În acelaşi fel bateria electrică transformă energie chimică în energie electrică, un motor electric energie electrică în mecanică, un reşou electric energie electrică în termică.

Toate aceste forme de energie se pretează la o măsurare cantitativă, şi în toate procesele studiate, când ele se transformă unele într-altele, energia se conservă. Când vom vorbi despre dezvoltarea unor noi ramuri ale fizicii contemporane, vom întâlni multe alte forme de energie, dar niciodată nu vom fi nevoiţi să renunţăm la principiul conservării energiei, cu toate că vom întâlni şi vreun caz particular când vor apare anumite îndoieli. Este foarte probabil deci că conservarea energiei este o lege universală a naturii; deşi — ca şi în cazul altor legi empirice — trebuie să fim întotdeauna pregătiţi pentru îndoială dacă vor fi descoperite fenomene noi care s-o infirme. Totuşi, obiecţiile împotriva unei legi având un domeniu de aplicabilitate atât de vast ar trebui să se bazeze pe dovezi foarte puternice şi convingătoare pentru a putea fi acceptate.

CIOCNIRI

Legile conservării energiei şi a impulsului sunt deosebit de comode pentru examinarea unui anumit tip de procese mecanice, şi anume al ciocnirilor. Întrucât studierea ciocnirilor între particulele nucleare va avea ulterior o mare însemnătate pentru noi, vom examina acum modul cum se aplică aceste legi de conservare la cazurile simple.

Să considerăm la început un corp, să zicem o bilă de biliard, având masa *m*, care se mişcă cu viteza *v* şi se ciocneşte cu o altă bilă, identică, aflată înainte de ciocnire în repaus (ne limităm, pentru moment, la cazul aşa-numitei ciocniri centrale, când prima bilă se deplasează de-a lungul liniei ce uneşte centrele celor două bile). La ciocnire, corpurile vin în atingere pentru un interval de timp foarte mic, care depinde de gradul în care ele vor ceda la presiune, adică de însuşirile lor elastice. Să ne imaginăm pentru moment că am avea de-a face nu cu bile de biliard, ci cu baloane umplute cu aer. Atunci am vedea că după prima atingere ele continuă să se apropie unul de celălalt; părţile din învelişul lor care vin în contact se aplatizează şi această suprafaţă de contact creşte, în aşa fel încât baloanele au o porţiune de suprafaţă comună. Presiunea gazului din fiecare balon asupra acestei suprafeţe devine din ce în ce mai mare. Sub acţiunea ei viteza relativă a baloanelor scade şi în cele din urmă ele se despart din nou.

În cazul bilelor de biliard, situaţia este identică, dar, întrucât acestea sunt mult mai rigide, suprafaţa de contact rămâne foarte mică, iar timpul cât vin în contact, foarte scurt. Prin urmare, între cele două bile trebuie să acţioneze forţe considerabile, capabile să schimbe mişcarea lor într-un interval de timp foarte mic, adică se creeze acceleraţii mari. Din această cauză putem neglija de obicei toate celelalte forţe care ar putea acţiona asupra bilelor în timpul ciocnirii — ca, de pildă, gravitaţia —, deoarece modificările de viteză pe care ele le-ar putea produce într-un timp atât de scurt sunt neînsemnate. În limitele acestui scurt interval putem examina mişcarea bilelor ca şi cum asupra lor nu ar acţiona nici un fel de alte forţe decât cele de contact dintre ele.

În această situaţie putem aplica legea conservării impulsului, deoarece unica forţă este interacţiunea dintre cele două bile de biliard. Prin urmare, impulsul dinaintea ciocnirii, care este *mv*, trebuie să fie egal cu impulsul total de după ciocnire, care este $m(u_1 + u_2)$, unde u_1 şi u_2 sunt vitezele bilelor după ciocnire, orientate în lungul aceleiaşi drepte, întrucât avem de-a face cu o ciocnire centrală. Cu alte cuvinte, legea conservării impulsului cere, în cazul nostru, ca suma vitezelor de mişcare a bilelor după ciocnire să fie egală cu viteza primei bile înainte de ciocnire. Natura însăşi a ciocnirii este foarte diferită, depinzând de faptul dacă în acest proces energia mecanică se transformă sau nu în căldură. Aceasta depinde, la rândul său, de materialul din care sunt făcute corpurile. Cazul bilelor de biliard se apropie destul de mult de condiţiile ideale ale unor ciocniri perfect elastice în care nu se produce căldură. La ciocnirea lor, energia mecanică va rămâne deci neschimbată, cu alte cuvinte energia cinetică dinaintea ciocnirii

trebuie să fie egală cu cea de după ciocnire (ce-i drept, în timpul ciocnirii, o parte din energie se transformă în energie elastică, iar apoi din nou în energie cinetică, dar acesta este un amănunt neinteresant pentru problema studiată). În consecinţă, putem scrie ecuaţia:

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mu_1^2 + \frac{1}{2}mu_2^2$$

Reducând factorul comun 1/2 m şi folosind rezultatul obţinut din legea conservării impulsului, putem scrie ecuaţia de mai sus sub forma

$$u_1^2 + u_2^2 = (u_1 + u_2)^2$$

Aplicând o formulă algebrică binecunoscută părţii drepte a ecuaţiei, obţinem:

$$u_1^2 + u_2^2 = u_1^2 + u_2^2 + 2u_1u_2$$

ceea ce este posibil numai dacă produsul u_1u_2 este egal cu zero. Produsul dintre două numere poate fi egal cu zero numai dacă cel puţin unul dintre ele este zero. Deci sau u_1 sau u_2 trebuie să fie egal cu zero şi, prin urmare, una dintre bile trebuie să fie în repaus după ciocnire. Întrucât suma $u_1 + u_2$ trebuie să fie egală cu *v*, cealaltă bilă trebuie să se mişte după ciocnire cu viteza *v*. Aceasta nu poate fi prima bilă, deoarece, pentru a se mişca în acest fel, ea ar fi trebuit să treacă prin cea de-a doua ; rezultă deci că prima bilă se va opri, iar a doua se va mişca mai departe cu viteza *v*.

Este evident că în raţionamentul nostru am uzat de faptul că masele celor două bile erau egale. De aceea putem verifica dacă masele a două bile sunt într-adevăr egale, urmărind dacă prima bilă se va opri după ciocnire. Este o ilustrare a afirmaţiei pe care am făcut-o anterior, că cea de-a treia lege a lui Newton — cu privire la conservarea impulsului — permite compararea rezultatului aplicării aceleiaşi forţe asupra a două corpuri diferite, şi, prin aceasta, compararea directă a maselor corpurilor fără a măsura forţa însăşi.

Un alt caz extrem este acela al ciocnirii unor corpuri perfect neelastice, când energia cheltuită pentru deformarea elastică se transformă integral în căldură. Este limpede că bilele vor continua să se apropie numai până la încetarea mişcării lor relative, cu alte cuvinte până ce se vor mişca cu aceeaşi viteză. În cazul a două corpuri egale perfect neelastice (un exemplu bun îl constituie doi bulgări de zăpadă sau de lut), vitezele lor după ciocnire vor fi egale

şi, ca urmare a conservării impulsului, vor reprezenta jumătate din viteza iniţială *v*.

Până aici am vorbit numai despre ciocnirile centrale, în care amândouă bilele se mişcă de-a lungul liniei drepte pe care a venit prima bilă. Să examinăm acum un caz mai general, reprezentat schematic în fig. 2a. Este clar că forţa care acţionează asupra bilei 2 nu mai tinde s-o deplaseze exact în direcţia verticală, ci o va împinge mai spre dreapta, iar bila 1 va fi deviată spre stânga, după cum arată săgeţile de sus. Şi în acest caz legea conservării impulsului cere ca suma vitezelor celor două bile după ciocnire să fie egală cu *v*, dar acum suma trebuie înţeleasă în sensul adunării unor mărimi dirijate (vectori), adică în sensul regulii triunghiului. Figura 2b arată cum trebuie să ne imaginăm vitezele u_1 şi u_2 pentru ca să dea rezultanta *v*.

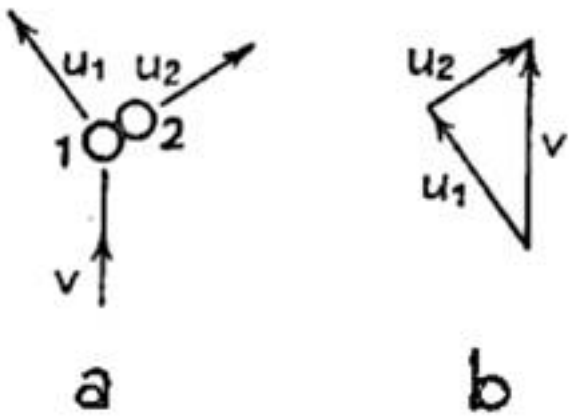


Fig. 2: a) ciocnirea necentrată a două bile de biliard; b) triunghiul forţelor în cazul aceleiaşi ciocniri

Dacă bilele sunt perfect elastice, înseamnă că avem din nou

$$v^2 = u_1^2 + u_2^2$$

şi triunghiul reprezentat în fig. 2b trebuie să fie astfel, încât suma pătratelor a două laturi (partea dreaptă a ecuaţiei) să fie egală cu pătratul celei de-a treia (partea stângă a ecuaţiei). Este ceea ce afirmă teorema lui Pitagora, care se aplică numai triunghiurilor dreptunghice; rezultă deci că u_1 şi u_2 formează între ele un unghi drept. Prin urmare, dacă un corp în mişcare se ciocneşte perfect elastic cu un corp în repaus având aceeaşi masă, atunci — după cum arată legile conservării energiei şi impulsului — aceste două corpuri se vor mişca, după ciocnire, sub un unghi drept unul faţă de celălalt

Înainte de a părăsi problema bilelor de biliard, aş dori să menţionez că concluziile noastre. nu pot fi aplicate fără precauţie la

cele ce se întâmplă în realitate pe o masă de biliard, deoarece în acest caz bilele se rostogolesc, adică se deplasează şi se rostogolesc simultan. Aceasta complică puţin problema şi poate modifica într-o măsură oarecare rezultatele.

MOMENT CINETIC

O altă noţiune mecanică importantă de care vom avea nevoie în cele ce urmează este momentul cinetic. Înainte de toate trebuie să explicăm ce este în general un moment. Sub forma cea mai simplă, momentul apare în mecanica corpului solid, cu toate că corpurile solide, ca atare, nu ne interesează.

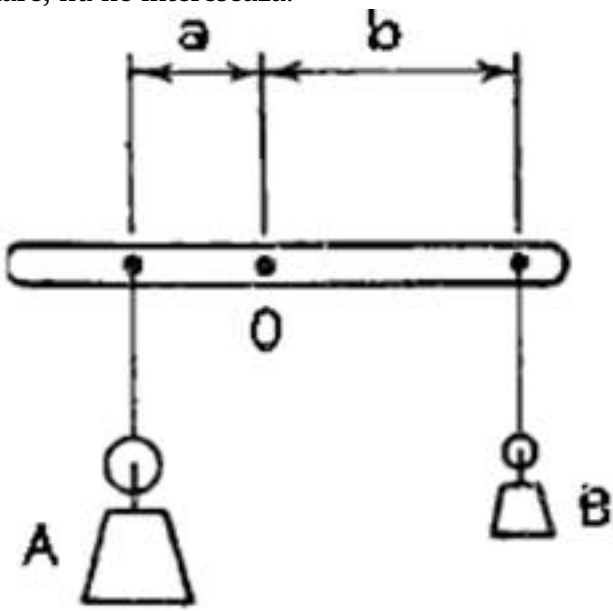


Fig. 3. Pârghie

Este îndeobşte cunoscut că un corp fixat pe un ax poate fi rotit mult mai uşor dacă forţa se aplică cât mai departe de punctul de sprijin.

Un exemplu important în această privinţă îl constituie pârghia, reprezentată în figura 3. Două greutăţi A şi B sunt suspendate de sfori în două puncte ale unei bare situate respectiv la distanţele *a* şi *b* de punctul de sprijin O. După cum se ştie, forţele se află în echilibru, adică nu tind să întoarcă pârghia în vreo direcţie oarecare dacă produsul dintre greutatea *A* şi distanţa *a* — dintre punctul de care ea e suspendată până la punctul de sprijin — este egală cu produsul corespunzător pentru greutatea *B*. De aceea eficienţa forţei în ceea ce priveşte posibilitatea de a roti corpul în jurul unui ax fix se măsoară prin produsul dintre această forţă şi distanţa dată. Pentru denumirea acestui produs se foloseşte termenul de „moment". Această metodă de comparare a diferitelor forţe prin

momentele lor este folosită la unele tipuri de cântare.

In figura 3 a fost reprezentat un caz special când amândouă greutăţile trag în direcţie verticală de o pârghie orizontală şi, prin urmare, forţele, care acţionează asupra pârghiei formează faţă de ea un unghi drept. O forţă care acţionează într-o altă direcţie, oarecare, poate fi totdeauna descompusă într-o forţă componentă perpendiculară pe pârghie şi o altă forţă paralelă cu ea. Este evident că forţa componentă care acţionează de-a 1ungul pârghiei nu o va roti în jurul axului său. În figura 4, sfoara care susţine greutatea este trecută peste un scripete în linie dreaptă faţă de pârghie. Este limpede că forţa exercitată de sfoară asupra pârghiei nu tinde s-o rotească. Prin urmare, putem defini momentul forţei în raport cu o axă ca produsul dintre distanţa de la axă la punctul de aplicaţie al forţei şi componenta transversală a forţei, înţelegând prin componenta transversală acea componentă care este orientată perpendicular pe distanţa până la axă.

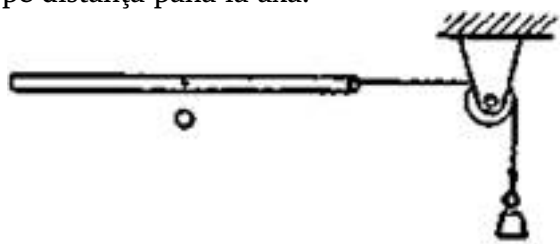


Fig. 4. Cazul când nu există moment

Figura 5 ilustrează cele spuse. Săgeata F indică mărimea şi direcţia forţei care acţionează asupra corpului în punctul P la distanţa a de axa O. Această forţă poate fi descompusă, conform regulii triunghiului, într-o forţă transversală F_t, care formează un unghi drept OP, şi o forţă longitudinală F_l. Momentul forţei F faţă de axa O este aF_t.

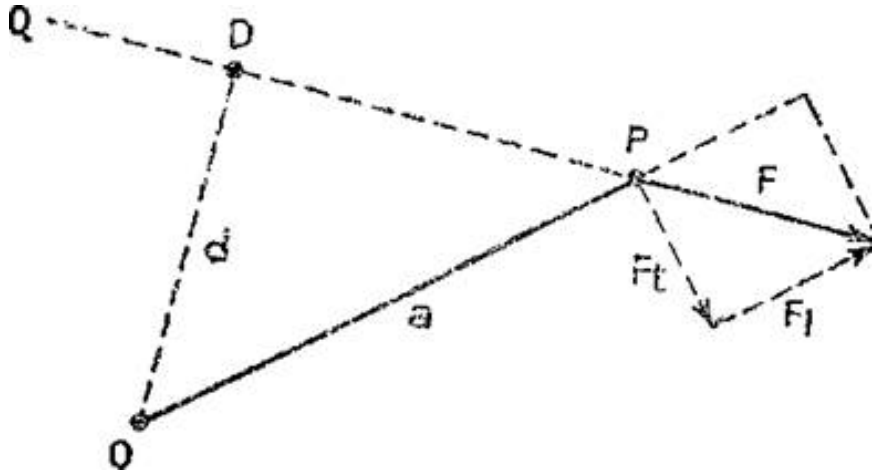


Fig. 5. Momentele în cazul general

Momentul forţei poate fi exprimat şi în alt mod. Să considerăm linia punctată *PQ* care trece prin P în direcţia forţei (ea este denumită în mod obişnuit „linie de acţiune" a acestei forţe) şi să coborâm din *O* o perpendiculară pe această linie care o întâlneşte în punctul *D*. Momentul forţei este atunci egal şi cu *Fd*, *d* fiind lungimea perpendicularei.

Cele de mai sus sunt evidente pentru cititorul care îşi mai aminteşte unele noţiuni de geometrie, deoarece triunghiul *ODP* este asemenea cu triunghiul forţelor şi, prin urmare, *d* se află în acelaşi raport faţă de *a*, ca şi F_t faţă de *F*. Alţi cititori vor accepta, sper, afirmaţia că cele două expresii ale momentului coincid. Prin urmare, putem spune că *momentul unei forţe în raport cu o axă este egal cu forţa înmulţită cu distanţa dintre linia ei de acţiune şi axă.*

Definind momentul forţei, putem defini într-un mod similar momentul impulsului, sau, cum este denumit în mod obişnuit, **momentul cinetic**. El poate fi obţinut raţionând în acelaşi fel, dar înlocuind forţa prin impuls. În consecinţă, momentul cinetic al unui corp *P* faţă de axa *O* este ap_t, unde *a* este distanţa corpului faţă de axă, *p* este impulsul său (care, după cum ştim, este egal cu masa înmulţită cu viteza *v*), iar p_t este acea componentă a impulsului care formează un unghi drept cu *OP*.

Ca şi în cazul forţei, putem scrie momentul cinetic sub forma echivalentă, *pd*, unde *d* este distanţa dintre axa *OP* şi linia de mişcare a corpului, adică linia care trece prin *P* în direcţia de mişcare.

Folosind aceste definiţii, putem deduce din cea de-a doua lege a lui Newton că viteza de variaţie a momentului cinetic al unui corp în raport cu o axă este egală cu momentul, în raport cu aceeaşi axă, al forţei ce acţionează asupra corpului.

Dacă avem de-a face cu mai multe corpuri şi dacă anumite părţi

ale sistemului nostru interacţionează unele cu celelalte, aceste forţe de interacţiune nu modifică momentul cinetic total, întocmai ca în cazul anterior când am stabilit că ele pot fi ignorate datorită conservării impulsului. Aceasta se poate vedea din figura 6. Fie *P* şi *Q* două corpuri care interacţionează.

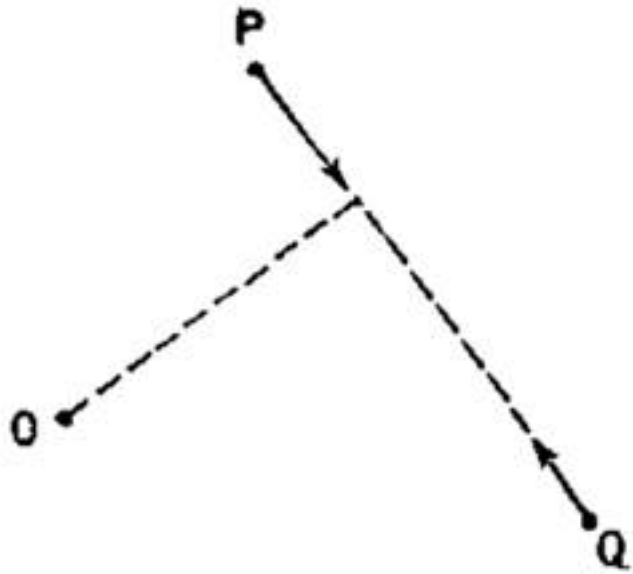


Fig. 6. Demonstrarea conservării momentului cinetic

Din figură se vede că între ele sunt forţe de atracţie, astfel că săgeata din *P* este îndreptată spre *Q* şi invers. Conform celei de-a treia legi a lui Newton, aceste forţe sunt egale şi de sens opus. Este evident că cele două forţe au aceeaşi linie de acţiune şi, prin urmare, *d* va fi aceeaşi. Atunci momentele acestor forţe se vor deosebi numai prin semn, şi momentul cinetic al lui P va descreşte, sub acţiunea forţei din partea lui *Q*, cu aceeaşi cantitate cu care va creşte momentul cinetic al lui *Q*. Cele spuse rămân valabile dacă forţele sunt repulsive, şi pentru orice număr de corpuri.

Aceasta ne conduce la legea conservării momentului cinetic: *dacă într-un sistem mecanic, care se poate roti liber în jurul unei axe, singurele forţe ce acţionează sunt cele de interacţiune între diferite părţi ale sistemului, momentul cinetic al acestui sistem în raport cu axa rămâne constant.* Legea este valabilă şi în cazul prezenţei unor forţe exterioare, cu condiţia ca ele să nu dea vreun moment faţă de axă, adică ele să acţioneze sau asupra axei însăşi, sau în direcţia acesteia.

Putem deduce acum din legea lui Newton regula de echilibru a unei pârghii de care ne-am folosit ca punct de plecare în raţionamentul nostru. Într-adevăr, pentru ca o pârghie să nu se mişte, momentele tuturor forţelor care acţionează asupra ei trebuie

să se echilibreze reciproc. Întrucât forţa care acţionează în punctul de sprijin nu-creează un moment, diferenţa *aA—bB* trebuie să fie egală cu zero.

Legea conservării momentului cinetic constituie un instrument util pentru rezolvarea multor probleme de dinamică. Ea este deosebit de importantă pentru problemele legate de rotirea corpurilor în jurul axei lor, de exemplu la studiul învârtirii titirezului sau în mecanica jocului de crocket; totuşi, aceste aplicaţii sunt greu de descris fără utilizarea matematicii şi, în orice caz, depăşesc cadrul acestei cărţi. Conservarea momentului. cinetic se foloseşte, de asemenea, la descrierea mişcării corpurilor într-un câmp de forţe, de exemplu la mişcarea planetelor în jurul Soarelui. Ea oferă, de fapt, o cale simplă de a demonstra stabilitatea unei asemenea mişcări. Să presupunem că, într-un anumit moment, planeta se află la o distanţă *r* de Soare şi că ea se mişcă cu viteza *v* într-o direcţie transversală, adică sub un unghi drept faţă de linia care o uneşte cu Soarele. Atunci momentul cinetic al planetei este, conform definiţiei, *mvr*. In acest caz momentul ei cinetic trebuie să fie constant, deoarece forţa de atracţie este îndreptată spre Soare şi nu creează vreun moment faţă de acesta.

Să presupunem că, în continuare, planeta s-a deplasat într-un punct care se află mult mai aproape de Soare, la distanţa *a* de acesta. Datorită conservării momentului cinetic, avem: $mvr = mau_t$, unde u_t este componenta transversală a vitezei tn cel de-al doilea punct. Cu alte cuvinte,

$$u_t = \frac{vr}{a}$$

şi, întrucât viteza totală nu poate fi mai mică decât componenta ei transversală, viteza planetei va creşte faţă de viteza din primul punct cel puţin în raportul r/a. Pe măsură ce planeta se apropie de Soare, viteza ei ar trebui deci să crească cel puţin în raport invers cu distanţa, iar energia ei cinetică, care este funcţie de pătratul vitezei, invers proporţional cu pătratul distanţei. Dar acest lucru este incompatibil cu legea conservării energiei. Dacă calculăm expresia energiei potenţiale datorite atracţiei Soarelui, adică lucrul mecanic pe care-1 efectuează forţa de gravitaţie asupra planetei în timpul mişcării ei dintr-un punct într-altul, constatăm că energia potenţială este negativă şi variază invers proporţional numai cu distanţa. Cu alte cuvinte, datorită legii conservării energiei, planeta nu poate avea, la o distanţă foarte mică de Soare, o energie cinetică suficient de mare pentru a fi compatibilă cu cea pe care ar cere-o legea conservării momentului cinetic dacă planeta ar putea într-

adevăr ajunge acolo. De aici urmează că, în mişcarea ei, planeta nu se va apropia de Soare la o distanţă foarte mică şi, în particular, nu va cădea niciodată pe el. Aceasta rămâne valabil atât timp cât ciocnirea cu alte planete sau frecarea cu materia din spaţiul interplanetar nu vor crea forţe ale căror momente să modifice în mod apreciabil momentul cinetic al planetei.

Stabilitatea orbitelor planetelor poate fi exprimată şi într-un alt mod. Când planeta se apropie de Soare, creşte viteza ei transversală şi, o dată cu ea, forţa centrifugă, care se opune mişcării ei pe un cerc în jurul Soarelui. Dar, întrucât forţa de atracţie nu creşte în aceeaşi măsură, planeta nu se va mişca în realitate pe un cerc, ci curbura orbitei ei va fi mai mică decât curbura unui cerc în jurul Soarelui şi, prin urmare, distanţa faţă de Soare va creşte din nou.

CONDIŢII INIŢIALE ŞI GRADE DE LIBERTATE

Există încă o trăsătură a legilor mecanicii asupra căreia vreau să atrag atenţia. Legile lui Newton ne permit să exprimăm acceleraţia oricărui corp, adică variaţia vitezei sale în funcţie de forţele care acţionează asupra lui. Dar ele nu ne spun nimic despre locul unde se găseşte corpul şi nici despre viteza şi direcţia mişcării. Numai dacă ştim poziţia şi viteza corpului într-un anumit moment iniţial, legile arată cum se va modifica viteza în viitor sau cum s-a modificat ea în momentele de timp anterioare; atunci toată mişcarea este determinată. Pentru rezolvarea completă a unei probleme de mecanică, se cer, în consecinţă, două feluri de informaţii. Primul fel de informaţii se referă la legile generale, şi anume la legile lui Newton, precum şi la forţele care acţionează şi la modul cum depind ele de poziţie şi de viteză. Asemenea informaţii sunt denumite „ecuaţii ale mişcării“. La acestea trebuie să adăugăm, de pildă, câteva date cu privire la poziţia şi la viteza corpului în momentul iniţial. Acestea sunt denumite, de obicei, „condiţii iniţiale".

Un asemenea mod de definire a problemelor de mecanică nu este unicul posibil. Uneori, în loc să se dea poziţia şi viteza în momentul iniţial, se defineşte numai una dintre aceste mărimi, dar se cere ca la terminarea mişcării corpul să ajungă într-un anumit punct din spaţiu. De exemplu, ne putem întreba în ce direcţie trebuie să tragem cu o armă dintr-un punct dat pentru ca glonţul să nimerească ţinta propusă. În acest caz cunoaştem punctul iniţial şi mărimea vitezei iniţiale, dar nu şi direcţia ei. În schimb specificăm punctul pe care trebuie să-1 atingă glonţul. Toate acestea, împreună cu ecuaţia mişcării, determină de asemenea în întregime problema. Acest gen de informaţii, care nu se referă exclusiv la momentul iniţial, este denumit mai general „condiţii la limită“. Distincţia dintre ecuaţiile de mişcare şi condiţiile la limită se întâlneşte în

toate domeniile fizicii.

Putem pune acum întrebarea: de ce număr de date trebuie să dispunem pentru a determina o problemă? În cazul unui corp în mişcare, pentru definirea poziţiei lui sunt necesare trei numere. Este acelaşi lucru cu a spune că spaţiul are trei dimensiuni. De exemplu, am putea descrie poziţia unui punct în apropierea suprafeţei Pământului, specificând latitudinea şi longitudinea lui geografică şi înălţimea deasupra nivelului mării. Pentru definirea vitezei 1ui sunt necesare de asemenea trei numere: ele ar putea fi, de exemplu, componenta vitezei în direcţia est-vest, cea în direcţia nord-sud şi cea verticală. Sau, în mod alternativ, s-ar putea specifica mărimea absolută a vitezei şi direcţia mişcării, definită, la rândul său, de două numere: unghiul faţă de verticală şi direcţia planului vertical în care are loc mişcarea.

Dacă problema de mecanică se referă la *n* corpuri, atunci avem nevoie de *3n* numere pentru definirea poziţiei şi de alte *3n* numere pentru viteză. Se poate însă întâmpla ca o parte dintre aceste corpuri să fie legate rigid unele de celelalte, astfel încât ele să nu se poată mişca independent. Aceasta înseamnă că, de fapt, între ele trebuie să acţioneze anumite forţe. În practică însă, forţele care menţin laolaltă, de pildă, părţile diferite ale unei bare de oţel acţionează întotdeauna în aşa fel, încât bara îşi păstrează forma; atât timp cât nu ne interesează forţele interne din bară, nu este necesar să aplicăm legile mecanicii la fiecare dintre părţile ei. În acest caz, pentru a defini în întregime poziţia unui corp rigid, sunt necesare în total şase numere, lucru despre care ne putem convinge în modul următor. Stabilim la început poziţia unui capăt al barei, ceea ce necesită trei numere. Stabilirea poziţiei celui de-al doilea capăt al barei ar fi necesitat si ea trei numere dacă nu am fi cunoscut lungimea barei şi, astfel, nu am fi ştiut dinainte că acest punct trebuie să se afle la distanţa fixată faţă de primul. Prin urmare, rămân de stabilit numai două date independente (de pildă direcţia în spaţiu a axei barei, pentru care trebuie să cunoaştem două unghiuri). Fixând în acest fel cele două capete, mai avem încă libertatea de a roti bara în jurul axei care le uneşte. Prin urmare, pentru definirea completă a poziţiei barei mai este necesar un număr. De aceea se spune că un corp rigid, cum ar fi bara de oţel, are şase grade de libertate. Pentru descrierea mişcării iniţiale, ar fi necesare alte şase numere. Dispunând de ecuaţiile mişcării şi de cele 12 condiţii iniţiale, s-ar putea descrie în întregime trecutul şi viitorul barei.

Mecanica, pe care am expus-o foarte sumar în acest capitol, a fost prima ramură a ştiinţelor naturii, care a putut fi redusă la câteva legi fundamentale simple; restul se poate deduce din ele, în

caz de nevoie, prin raţionamente matematice. Aplicarea cu succes a mecanicii în astronomie, în balistică şi în diferite probleme tehnice a confirmat temeinicia legilor ei de bază. Sub influenţa acestor succese ale mecanicii, oamenii de ştiinţă, studiind noi fenomene naturale, au încercat să le descrie sau să le explice cu ajutorul modelelor mecanice. După cum vom vedea mai departe, acest lucru este posibil doar în unele cazuri (de exemplu în studiul căldurii), dar nici pe departe în toate. Astăzi ne dăm seama că pentru un studiu complet al naturii neînsufleţite este necesar să alăturăm legilor fundamentale ale mecanicii alte legi ale naturii, dintre care unele ne sunt astăzi binecunoscute, iar altele rămân de descoperit.

2
Electricitatea şi magnetismul
LEGEA LUI COULOMB

Înţelegerea fenomenelor electrice şi magnetice cere un efort de imaginaţie mai mare decât în cazul fenomenelor mecanice. În mecanică vorbim despre mişcarea corpurilor, pe care o putem vedea, şi despre forţe, pe care le putem simţi. Electricitatea şi magnetismul nu au, de obicei, efecte directe asupra simţurilor noastre. E drept că omul care pune două degete la bornele unei prize simte foarte tare existenţa electricităţii, dar nu s-ar putea spune că aceasta ar fi o metodă adecvată de studiere a proprietăților circuitului electric.

Totuşi, în zilele noastre ar fi greu de găsit un cititor care să nu cunoască cel puţin unele dintre manifestările electricităţii sau care să nu fie în stare să conecteze o lampă ori să înlocuiască o baterie. Putem deci admite că existenţa, dacă nu şi toate caracteristicile electricităţii şi magnetismului, constituie astăzi ceva de la sine înţeles.

Unul dintre cele mai vechi fapte cunoscute despre electricitate este electrizarea corpurilor prin frecare. Dacă frecăm o vergea de sticlă sau de ebonită cu o stofă, observăm că ea atrage bucăţi mici de hârtie sau de alte substanţe uşoare, cu o forţă uneori suficientă pentru a învinge greutatea lor. O variantă modernă a acestei experienţe o constituie următorul joc de societate: frecăm un balon de cauciuc, care altfel n-ar putea pluti în aer, de o îmbrăcăminte din lână şi, sub ochii musafirilor, arătăm că el se lipeşte de plafon. După cum ştim acum, frecând vergeaua, am făcut ca pe ea să se acumuleze o sarcină electrică, iar interacţiunea a două asemenea sarcini este similară cu atracţia gravitaţională dintre două mase. Dar, spre deosebire de forţele gravitaţionale, care sunt totdeauna de atracţie, forţele dintre sarcinile electrice sunt uneori de respingere, alteori de atracţie. Comparând forţele care acţionează între diferite corpuri încărcate, se poate vedea că există două tipuri de sarcini,

„pozitive” şi „negative”, şi că sarcinile de acelaşi semn se resping, iar sarcinile de semne contrare se atrag. Mărimea forţei este, ca şi în cazul gravitaţiei, invers proporţională cu pătratul distanţei şi direct proporţională cu produsul celor două sarcini.

Cantitativ, forţa de respingere se exprimă prin legea lui Coulomb,

$$\propto \frac{qQ}{r^2}$$

unde q şi Q sunt cele două sarcini, r distanţa dintre ele şi $\propto$ o constantă. Întrucât până acum nu am definit mărimea sarcinii electrice decât cu ajutorul acestei legi, avem dreptul să alegem unitatea de sarcină arbitrar şi o putem alege astfel încât a să fie egal cu unu. Cu alte cuvinte, unitatea de sarcină este acea sarcină care exercită asupra unei sarcini egale, situată la distanţa de un centimetru, o forţă de o dină (dina este forţa care imprimă unui corp cu masa de 1 g o acceleraţie de 1 cm/s^2). Legea lui Coulomb ţine seama şi de semnul forţei; dacă q şi Q sunt ambele negative sau ambele pozitive, produsul lor este pozitiv, astfel încât obţinem o forţă pozitivă. Dacă una este negativă şi cealaltă pozitivă, produsul lor este negativ şi obţinem o respingere negativă, adică o atracţie.

O lege similară se aplică în magnetism pentru interacţiunea a doi „poli“ magnetici. La capetele unei bare de oţel magnetizat găsim ceea ce numim de obicei un pol magnetic.

Aceşti poli sunt şi ei de două tipuri — nord şi sud — după cum se îndreaptă spre nord sau spre sud când magnetul este suspendat liber, ca acul unei busole. Ca şi în electricitate, doi poli identici se resping, iar doi poli opuşi se atrag. Mărimea forţei corespunzătoare este dată tot .de legea lui Coulomb, sarcinile electrice fiind înlocuite aici cu sarcini magnetice.

Sarcina magnetică diferă totuşi de sarcina electrică prin faptul că nu putem separa complet niciodată cei doi poli. Nu putem produce un pol nord într-o bucată de fier fără ca în ea să ia naştere şi un pol sud. Dacă rupem o tijă magnetizată în două, în fiecare dintre jumătăţi apare în dreptul rupturii câte un nou pol, astfel încât fiecare jumătate are din nou un pol nord şi un pol sud, de aceeaşi intensitate cu cea iniţială. Explicaţia acestui fenomen se va vedea mai departe.

Până aici am descris forţele electrice ca o interacţiune dintre două sarcini. În practică ne interesează însă forţa exercitată asupra unei singure sarcini, fără să fie necesar să ştim dacă ea se datoreşte unei alte sarcini asemănătoare, aflată în apropiere, sau uneia mult mai puternice, dar mai depărtate, sau unui număr mare de sarcini

diferite, răspândite într-un mod oarecare în vecinătate. Este deci comod să exprimăm forţa exercitată asupra unui corp mic încărcat sub forma *qE*, unde *q* este sarcina lui (pozitivă sau negativă), iar *E* aşa-numita intensitate a câmpului electric, sau, pur şi simplu, câmpul electric. *E* este o mărime dirijată, deoarece ea trebuie să indice nu numai intensitatea, ci şi direcţia şi sensul forţei.

Dacă în spaţiul din jurul corpului considerat se află numai o singură sarcină, din legea lui Coulomb rezultă:

$$E = \frac{Q}{r^2}$$

unde *Q* este mărimea acestei sarcini şi *r* este distanţa. Direcţia câmpului electric este, evident, de-a lungul liniei care uneşte cele două sarcini. Dacă avem însă mai multe sarcini, *E* trebuie considerat ca suma intensităţilor câmpurilor electrice create de fiecare sarcină în parte. *E* depinde, desigur, de poziţia corpului asupra căruia acţionează. Putem determina intensitatea câmpului' electric creat de orice sistem de sarcini în orice punct din spaţiu, indiferent dacă în acest punct există sau nu efectiv un corp încărcat asupra căruia să exercite o forţă acest câmp. *E* este în acest caz forţa care ar acţiona asupra unui corp având o sarcină egală cu unitatea, dacă el ar fi plasat în punctul respectiv.

În mod similar vorbim şi despre intensitatea unui câmp magnetic, de obicei notată cu *H*. Forţa magnetică care acţionează asupra unui pol de intensitate *p* va fi atunci *pH*.

Atât timp cât avem de-a face numai cu electrostatica sau cu magnetostatica, adică cu câmpurile sarcinilor şi polilor în repaus, forţele care acţionează sunt conservative, în sensul în care am definit acest termen în capitolul precedent. Aceasta înseamnă că, dacă mişcăm un corp de probă dintr-un punct *A* într-un alt punct *B*, forţele câmpului efectuează un anumit lucru mecanic şi, dacă asupra corpului nu se exercită nici o altă forţă, energia lui cinetică va creşte tocmai cu o valoare corespunzătoare acestui lucru mecanic. Dacă corpul se întoarce apoi în punctul *A* pe acelaşi drum sau pe un altul, lucrul mecanic efectuat de forţă va fi de semn contrar şi egal cu primul, astfel încât lucrul total efectuat prin mişcarea de la *A* Ia *B* şi înapoi la *A* va fi nul. Sau, cum se mai spune, circulaţia forţei este egală cu zero, în sensul în care am definit această noţiune în capitolul 1.

De justeţea acestei afirmaţii ne putem convinge în modul următor. Dacă forţa se datoreşte unei singure sarcini, avem de-a face cu legea proporţionalităţii inverse cu pătratul distanţei, exact ca în cazul fenomenelor care se supun legii newtoniene a gravitaţiei, şi de aceea, aşa cum am văzut în capitolul precedent,

este conservativă. Dacă sunt prezente mai multe sarcini, lucrul mecanic efectuat asupra corpului de probă este suma lucrurilor efectuate de fiecare sarcină. Şi întrucât nici una dintre forţele datorite vreuneia dintre sarcini nu efectuează lucru mecanic pe un drum închis, câmpul rezultant trebuie să fie de asemenea conservativ.

Aceasta ne duce la următoarea concluzie importantă: în câmpul electrostatic există totdeauna un potenţial care variază de la un punct la altul şi pe care îl notăm cu *V*. Acest potenţial se defineşte în aşa fel, încât lucrul mecanic efectuat de forţa electrică asupra unui corp cu sarcina *q*, la deplasarea acestuia dintr-un punct *A* într-un punct *B*, este egal cu:

$$q(V_A - V_B).$$

Expresia din paranteză reprezintă diferenţa de potenţial dintre punctele A şi B.

Deoarece lucrul mecanic este egal cu forţa înmulţită cu distanţa, este uşor de văzut că, dacă cunoaştem potenţialul, putem afla intensitatea câmpului electric ca variaţia potenţialului cu distanţa, cu alte cuvinte ca diferenţa de potenţial dintre două puncte vecine, împărţită la distanţa dintre ele.

În cazul vergelelor de sticlă sau de ebonită pe care le-am luat ca punct de plecare al expunerii noastre, se constată că o sarcină, o dată plasată într-un punct oarecare de pe suprafaţa lor, rămâne pe loc. Există însă şi alte tipuri de materiale, cunoscute sub numele de conductor de electricitate. Dintre acestea fac parte toate metalele şi în mai mică măsură alte substanţe solide, ca soluţiile sărurilor în apă etc. Sarcinile electrice se pot deplasa prin asemenea conductori. Dacă două sarcini egale, dar de semne contrare, ajung într-un fel oarecare la capetele opuse ale unui asemenea conductor, ele se vor deplasa una către cealaltă datorită atracţiei dintre ele şi până la urmă se vor uni. După aceasta corpul va deveni neîncărcat, deoarece efectele sarcinilor de semne contrare se compensează reciproc. De fapt, se ştie că asemenea conductori conţin totdeauna atât sarcini pozitive, cât şi negative, dintre care cel puţin unele pot să se mişte liber. (Astăzi se ştie că într-un metal sarcinile negative sunt mobile.)

Fie un asemenea conductor, plasat într-un câmp electric ca în figura 7 (în care este reprezentat un fir metalic aşezat între o sarcină negativă şi una pozitivă). În acest caz, câmpul electric al celor două sarcini va atrage sarcinile pozitive din metal spre dreapta şi cele negative spre stânga. Cu alte cuvinte, unul dintre capetele firului capătă acum o sarcină strict pozitivă, iar celălalt o sarcină strict negativă.

Fig. 7. Conductor plasat între două sarcini de semne contrare.

Acestea, la rândul lor, afectează câmpul electric din vecinătate. Mişcarea sarcinilor va continua până când de-a lungul conductorului nu va mai exista câmp electric care ar putea duce la continuarea mișcării sarcinilor în interiorul său. Acest stadiu final se atinge atunci când potenţialul electric este acelaşi în toate punctele firului. Dacă ar exista o diferenţă de potenţial între două puncte oarecare din fir, între punctele respective s-ar ivi şi un câmp electric, ceea ce ar duce la o nouă deplasare de sarcini. Rezultă deci că într-un câmp static, adică atunci când sarcinile sunt toate în repaus, potenţialul oricărui conductor trebuie să fie uniform.

Din aceeaşi cauză, sarcinile de pe un conductor se resping una pe alta şi deci se depărtează pe cât posibil una de alta până când potenţialul electric este acelaşi în toate punctele conductorului.

Aceasta înseamnă că sarcinile se repartizează, până în cele din urmă, numai la suprafaţa conductorului, întrucât sarcina care s-ar afla în interiorul conductorului ar crea în jurul său un câmp electric, ceea ce ar duce la existenţa unui potenţial variabil. Distribuţia de sarcină la suprafaţa unui conductor depinde de forma acestuia; în cazul unui conductor sferic, sarcina se distribuie uniform pe toată suprafaţa. Aceasta explică celebra experienţă cu cuşca lui Faraday, care a arătat că în interiorul unei cutii cu pereţi metalici de orice formă nu există forţe electrice, indiferent de sarcinile şi câmpurile electrice din exteriorul cuştii.

Potenţialul electric poate fi măsurat direct cu un aparat cunoscut sub numele de electroscop. Cel mai simplu electroscop se compune din două foiţe metalice subţiri L, suspendate de o tijă metalică, care poate fi adusă în contact cu conductorul al cărui potenţial vrem să-1 măsurăm (fig.8).

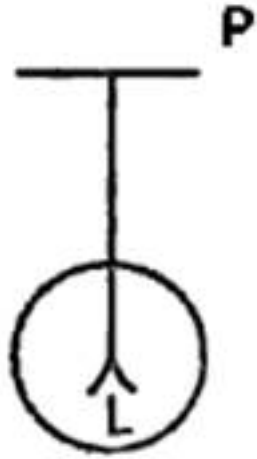


Fig. 8. Electroscop

De obicei aceste foiţe sunt închise într-un vas de sticlă, pentru a fi protejate de curenţii de aer. Dacă placa P a electropscopului este pusă în contact cu un corp al cărui potenţial este mai mare (se consideră potenţiale pozitive) decât cel al electroscopului, sarcina electrică va începe să treacă de la corp la electroscop până când potenţialele lor se egalizează. Foiţele se încarcă ambele pozitiv şi de aceea se resping între ele. Ca urmare, foiţele deviază din poziţia verticală, formând între ele un unghi, aşa cum se vede în figură. Acest unghi depinde de raportul dintre forţa repulsivă şi greutatea foiţelor, care tinde să le ţină în poziţie verticală. Potenţialul poate fi deci dedus prin măsurarea unghiului dintre foiţe.

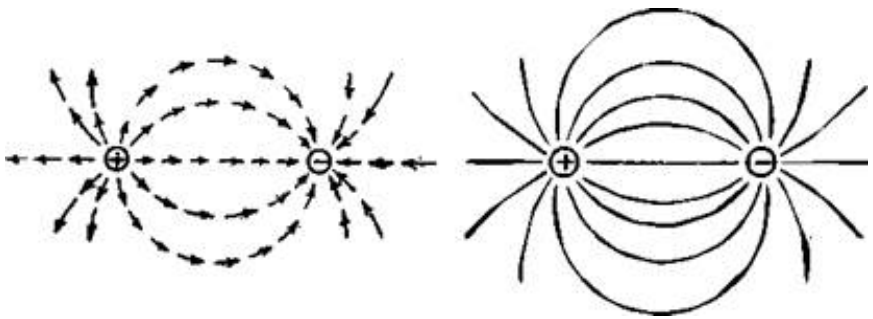
LINII DE FORŢĂ

Am stabilit acum complet legile electrostaticii aplicate la orice sistem de conductori de formă arbitrară, purtând orice sarcină. Nu este însă totdeauna uşor să rezolvi o asemenea problemă de statică, adică să determini cum anume trebuie distribuite sarcinile electrice la suprafaţa unor conductori astfel încât potenţialul fiecăruia dintre ei să fie constant. În rezolvarea unei asemenea probleme, ca şi în reprezentarea grafică a câmpului electric, e de un mare ajutor noţiunea de linii de forţă.

Am arătat mai înainte că intensitatea câmpului electric poate fi definită în orice punct din spaţiu şi că ea este determinată atât prin mărime cât şi prin direcţie. Putem deci reprezenta un câmp electric desenând în diferite puncte mici săgeţi, astfel încât direcţia fiecăreia dintre ele să indice direcţia câmpului electric în punctul respectiv.

Un exemplu este schiţat în figura 9 a pentru cazul a două sarcini egale şi de semne contrare. Lângă sarcina pozitivă săgeţile sunt îndreptate în sensul îndepărtării de sarcină, deoarece aici un corp

de probă încărcat pozitiv va fi respins de către aceasta. Lângă sarcina negativă săgeţile sunt îndreptate înspre sarcină. În alte părţi câmpul electric rezultant poate fi obţinut calculând rezultanta celor două câmpuri datorite sarcinilor individuale, care satisfac legea lui Coulomb. Linia de forţă este o linie care uneşte o succesiune de asemenea săgeţi în aşa fel, încât linia să aibă în orice punct direcţia şi sensul săgeţii, adică a câmpului electric în punctul respectiv. Este ceea ce s-a şi făcut în figura 9 b. Cititorii au văzut, probabil, asemenea imagini, formate de pilitura de fier împrăştiată lângă cei doi poli ai unui magnet permanent. Deşi pilitura de fier se aşază într-un mod asemănător cu săgeţile din fig. 9 a, ochiul tinde să formeze o imagine alcătuită din linii continue ca în figura 9 b.



a b

Fig. 9: a) câmp indicat prin săgeţi; b) linii de forţă

S-ar părea că în acest fel liniile de forţă ar putea servi numai la indicarea direcţiei, nu şi a intensităţii câmpului; o asemenea imagine determină însă şi variaţia intensităţii câmpului. Câmpul este mai intens în punctele unde liniile de forţă se îngrămădesc şi mai slab acolo unde ele sunt mai depărtate unele de altele. Cu alte cuvinte, densitatea liniilor de forţă, adică numărul liniilor de forţă care intersectează o mică arie de dimensiuni date, perpendiculară pe direcţia lor, este o măsură a intensităţii câmpului.

Această afirmaţie este evidentă pentru cazul câmpului datorit unei singure sarcini punctuale. Să privim figura 10. În punctul *O* se află sarcina *Q*: liniile de forţă sunt linii drepte care pornesc din Q, deoarece în orice punct al spaţiului forţele câmpului sunt îndreptate radial dinspre *Q*. Să considerăm mănunchiul de linii de forţă care trece prin micul inel de arie A_1 a cărui distanţă de la *Q* este dacă le urmărim mai departe până la distanţa r_2 pentru a le încercui este necesar un inel mai mare, de arie A_2

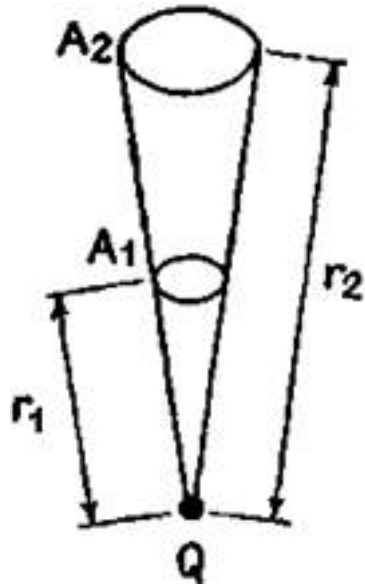


Fig. 10. Liniile de forţă şi legea 1ui Coulomb

Este evident din figură că diametrele inelelor sunt în raportul r_2/r_1 Cu alte cuvinte, dacă r_2 este de două ori mai mare decât r_1, diametrul inelului A_2 este de două ori mai mare decât cel al inelului A_1. Aria unui cerc variază cu pătratul diametrului său şi deci aria lui A, este de patru ori mai mare decât cea a lui A_1. Aceasta înseamnă că aria ocupată de acelaşi mănunchi de linii de forţă este la o distanţă r_2 de patru ori mai mare decât la r_1 şi deci numărul 1iniilor de forţă pe unitatea de suprafaţă este de patru ori mai mic. Putem generaliza spunând că numărul liniilor de forţă pe unitatea de suprafaţă variază invers proporţional cu distanţa de la Q, adică în acelaşi mod în care variază intensitatea câmpului electric conform legii lui Coulomb.

Nu este tot atât de uşor să se demonstreze justeţea acestei afirmaţii pentru cazul unui număr mai mare de sarcini, dar sper că cititorul o va accepta ca pe o afirmare a unui fapt plauzibil. El este cunoscut sub denumirea de *teorema lui Gauss.*

Liniile de forţă trasate în modul acesta pornesc totdeauna de la o sarcină pozitivă şi se termină la o sarcină negativă sau, pentru un sistem deschis care nu e conţinut în vreo cutie metalică, unele vin de la infinit (ca în cazul unei singure sarcini negative) sau merg la infinit (ca în cazul unei singure sarcini pozitive).

Se poate arăta uşor că numărul total de linii de forţă care pornesc de la o sarcină pozitivă oarecare, de mărime Q, este $4\pi Q$. Intr-adevăr, dacă trasăm o sferă de rază r în jurul sarcinii, suprafaţa ei va fi $4\pi r^2$ Numărul liniilor de forţă pe unitatea de suprafaţă trebuie să fie egal cu intensitatea câmpului electric la această distanţă de sarcină, adică Q/r^2, şi deci numărul lor total trebuie să

fie $4\pi Q$.

Am văzut, prin urmare, că un câmp electrostatic are două caracteristici importante. În primul rând el poate fi descris prin linii de forţă, atât în ceea ce priveşte direcţia, cât şi intensitatea. Un asemenea tip de câmp se numeşte „fără divergenţă“. Riguros, un câmp fără divergenţă este acela în "care liniile de forţă nu pornesc şi nu se termină nicăieri. Trebuie deci să completăm afirmaţia adăugând că orice sarcină pozitivă (negativă) de mărime Q constituie punctul de plecare (de terminare) a $4\pi Q$ linii de forţă. În al doilea rând, forţele câmpului electrostatic sunt conservative. Asemenea câmpuri sunt uneori numite ,,irotaţionale“, întrucât nu se efectuează nici un lucru mecanic atunci când un corp de probă se mişcă pe orice circuit închis, întorcându-se la punctul de plecare, şi deci forţa nu are tendinţa de a impune unor asemenea corpuri o mişcare de rotaţie. Un câmp irotaţional este un câmp fără circulaţie. Să ne oprim asupra unui punct foarte important.

Cele două afirmaţii făcute cu privire la câmp, şi anume că nu are divergenţă şi că este irotaţional, pot înlocui complet legea lui Coloumb. Dacă ştim de unde pornesc şi unde se termină liniile de forţă şi dacă ştim că ele dau naştere unui câmp irotaţional întregul lor aspect este determinat univoc.

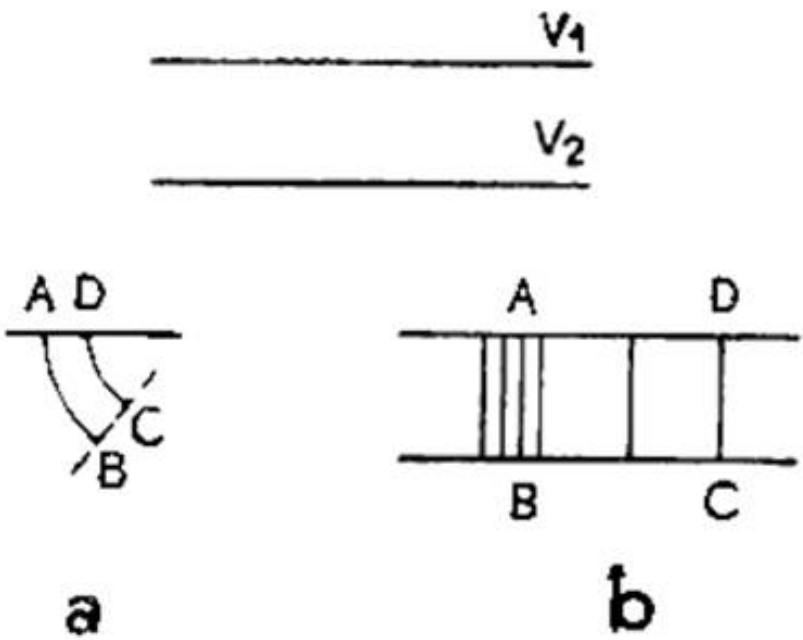


Fig. 11. Condensator cu plăci plan-paralele: a) liniile de forţă trebuie să fie rectilinii; b) liniile de forţă trebuie să fie egal distanţate.

Exemplul simplu din figura 11 ilustrează bine modul cum cele

de mai sus pot fi folosite în practică pentru a determina distribuţia de sarcină şi imaginea câmpului. În figură sunt reprezentate două plăci metalice paralele, situate la distanţa d una de alta şi care au potenţialele V_1 şi V_2 Un asemenea dispozitiv este denumit condensator. Să examinăm comportarea liniilor de forţă în acest caz. Singurele sarcini prezente sunt cele de pe placa superioară, pe care o presupunem pozitivă, şi cele de pe placa inferioară, pe care o presupunem negativă. Deci liniile de forţă vor porni de la placa superioară spre cea inferioară. Dacă lungimea plăcilor este mare în comparaţie cu distanţa d dintre ele, aşa cum se vede în figură, aproape toate liniile se află în spaţiul dintre ele. Ele trebuie să pornească perpendicular de pe o placă şi să ajungă perpendicular pe cealaltă. În caz contrar ar exista o componentă a intensităţii câmpului orientată de-a lungul plăcilor şi potenţialul acestora n-ar mai fi constant. Intensitatea câmpului este deci în mod necesar perpendiculară pe suprafaţa plăcilor.

Să presupunem acum că, ieşind din placă, liniile de forţă ar tinde să se curbeze, ca în figura 11a, şi să considerăm două linii de forţă vecine care pornesc din punctele A şi D. In acest caz, dacă am mişca o sarcină de probă de la A la B de-a lungul unei linii de forţă, câmpul electric ar efectua asupra ei un lucru mecanic. Dacă sarcina trece pe cealaltă linie, din B în C, nu se efectuează nici un lucru mecanic, deoarece mişcarea are loc în unghi drept faţă de direcţia liniei de forţă şi deci a câmpului electric. Componenta câmpului în direcţia de mişcare este deci nulă. În sfârşit, dacă mişcăm corpul de probă de la C la D, de-a lungul celei de-a doua linii de forţă, ea se mişcă în sens opus forţei electrice, cheltuind pentru aceasta un anumit lucru mecanic. Distanţa dintre liniile de forţă pe care le-am reprezentat rămâne aproximativ constantă, cu alte cuvinte şi intensitatea câmpului este constantă de-a lungul lor. Cu toate acestea, la întoarcere, corpul de probă parcurge o distanţă mai mică, deci lucrul mecanic cheltuit aici este mai mic decât cel câştigat pe drumul de la A la B.

În sfârşit, se observă că pe drumul AD .nu se efectuează nici un lucru mecanic, datorită constanței potenţialului plăcii. Prin urmare, câmpul liniilor de forţă reprezentate în figura 11a ar avea neapărat circulaţie.

În acelaşi mod se pot elimina şi alte forme posibile ale liniilor de forţă şi deci se impune concluzia că peste tot, cu excepţia vecinătăţii marginilor plăcii, liniile de forţă trebuie să fie drepte. Densitatea lor trebuie de asemenea să fie uniformă, deoarece în caz contrar ar exista o circulaţie de-a lungul conturului $ABCDA$ (fig. 11 b), diferită de zero. Deci liniile de forţă sunt drepte şi sunt uniform distribuite în spaţiu. Intensitatea câmpului are peste tot direcţia

verticală şi este de mărime constantă. În acest caz, lucrul mecanic efectuat la trecerea de pe placa 1 pe placa 2 este *Ed*, *E* fiind intensitatea câmpului; dar *Ed* trebuie să fie egal cu $V_2 - V_1$, deci intessitatea câmpului este:

$$E = \frac{V_2 - V_1}{d}$$

Deoarece numărul liniilor care pornesc de pe unitatea de suprafaţă a plăcii este *E*, densitatea de sarcină pe unitatea de suprafaţă devine

$$\frac{E}{4\pi} \; sau \; \frac{V_2 - V_1}{4\pi d}$$

Rezultatul corect pentru densitatea de sarcină s-ar fi putut obţine şi fără a utiliza noţiunea de linii de forţă, precum şi fără regulile privind natura irotaţională şi nedivergentă a câmpului. Aceasta ar fi implicat însă folosirea unor mijloace matematice mult mai complicate.

LEGILE CÎMPULUI SAU ACŢIUNEA LA DISTANŢA

Am analizat atât de amănunţit exemplul cu condensatorul pentru a ilustra modul cum caracteristicile câmpului pot fi utilizate pentru a-i stabili topografia. Dar importanţa lor nu constă numai într-o chestiune de comoditate. Am înlocuit legea lui Coulomb prin afirmaţia că câmpul electric nu are divergenţă şi este irotaţional şi că liniile lui de forţă pornesc de la sarcini şi se termină la sarcini. Prin aceasta am înlocuit acţiunea la distanţă printr-o lege care descrie modificarea câmpului de la un punct la altul. În formularea legilor de bază ale fizicii a existat totdeauna tendinţa de a evita ideea care admite o interacţiune între corpuri la distanţă. Să luăm un exemplu simplu: soneria mecanică. Trăgând de mânerul ei de la poartă, facem să sune un clopoţel undeva în casă. Nu ne poate satisface explicaţia cum că mânerul ar exercita o acţiune directă asupra clopoţelului decât când ştim că există o sârmă care le leagă şi că mânerul trage de sârma legată de el, că fiecare porţiune a sârmei, când este trasă, se întinde puţin şi trage de porţiunea următoare ş.a.m.d. până când smucitura se transmite soneriei de la celălalt capăt.

Aceste fenomene sunt descrise de legile mecanicii şi de teoria elasticităţii; aceasta din urmă arată că fiecare bucată a sârmei se opune oricărei încercări de a o întinde. De aceea atât legile mecanicii, cât şi legile teoriei elasticităţii intervin aici ca legi locale, care definesc comportarea sârmei în toate punctele sale.

Deosebirea dintre această situaţie şi o adevărată acţiune la distanţă devine deosebit de importantă atunci când considerăm o sârmă foarte lungă, ca în cazul sârmei care acţionează un semafor la calea ferată. În acest caz, uşoara întindere a firului sub efectul tensiunii aplicate este cumulativă şi de aceea câtăva vreme nu va avea nici un efect vizibil; braţul de semnalizare de la celălalt capăt nu va începe să se mişte imediat ce dispecerul trage de pârghie. Datorită elasticităţii sale, sârma transmite semnalul cu o viteză finită.

O dată cu descoperirea electricităţii s-a creat o nouă situaţie; s-ar părea că, potrivit legii lui Coulomb, orice sarcină electrică din orice punct al spaţiului poate fi direct influenţată de prezenţa altei sarcini, plasate cu totul în altă parte. Este deci firesc să se pună întrebarea dacă nu s-ar putea să existe şi aici un agent care să transmită această acţiune. La început s-a încercat să se dezvolte ideea unui mediu mecanic care ar putea mijloci o asemenea transmitere şi care a fost denumit ,,*eter*“.

Eterul născocit în acest scop trebuia să aibă însuşiri foarte ciudate. Ar trebui să umple întregul spaţiu, deoarece forţele electrice pot fi transmise din orice punct al spaţiului în oricare altul. Ar trebui de asemenea să poată străbate toate corpurile materiale, acţiunea electricităţii putându-se transmite prin toate corpurile solide care nu sunt conducătoare de electricitate. Dacă el ar fi într-adevăr un mediu elastic care transmite perturbaţiile electrice în acelaşi mod în care corpurile solide transmit tensiunile şi deplasările, ar trebui să i se atribuie o densitate şi o rigiditate extraordinară, pentru a explica transmiterea acţiunilor cu foarte mare viteză. În acelaşi timp însă ar trebui să permită trecerea prin el a corpurilor solide fără ca acestea să întâmpine vreo rezistenţă sau frecare sensibilă.

Un asemenea mediu ar fi cu totul diferit de orice substanţă elastică cunoscută experienţei noastre, şi încercarea de a explica prin existenţa lui forţele electrice era încă din capul locului puţin atrăgătoare. Ea se reduce la o absurditate dacă ţinem seama că legile elasticităţii nu sunt legi fundamentale ale naturii. După cum vom vedea în capitolele următoare, comportarea corpurilor elastice se explică prin comportarea atomilor din care se compun şi prin interacţiunile dintre aceştia. Vom vedea de asemenea că aceste forţe interatomice sunt, în ultimă analiză, forţe electrice şi deci, dacă vom încerca să explicăm electricitatea cu ajutorul teoriei elasticităţii, ideile noastre se vor învârti într-un cerc vicios. Dar, deşi fizicienii au fost astfel siliţi să abandoneze ideea unui eter mecanic, ei au putut menţine pe deplin ideea de câmp. Legile fizicii descriu comportarea câmpului electric şi leagă câmpul dintr-un

punct al spaţiului de cel din punctele vecine. Ce anume este acest câmp electric, în această privinţă putem spune tot atât de puţin cât am putut spune despre noţiunile de masă sau forţă. Fiecare dintre ele reprezintă o noţiune rezultată din experienţă, pe care am găsit-o necesară pentru descrierea legilor naturii. Diferenţa constă numai în faptul că noţiunile de masă şi forţă provin din experienţa direct accesibilă simţurilor noastre, în timp ce noţiunea de câmp electric s-a născut din experienţa cercetătorului care caută să descopere legile naturii. Nu trebuie deci să ne surprindă că primele două apar la prima vedere mai fireşti şi mai familiare decât ultima.

Până acum am avut de-a face numai cu electrostatica sau magnetostatica, adică cu sarcini sau magneţi în repaus. În această fază, alegerea între ecuaţiile câmpului şi ideea unei acţiuni la distanţă este o simplă chestiune de gust. Am găsit legi pentru câmpul electric care reprezintă echivalentul legii lui Coulomb şi putem folosi una sau alta din descrieri. Vom vedea însă în cele ce urmează că şi în electricitate, ca şi în cazul acţionării unui semnal prin tragerea unui mâner, acţiunile se transmit cu o viteză finită, deşi foarte mare, şi că pentru a putea explica acest fapt suntem nevoiţi să recurgem la noţiunea de câmp.

ELECTROMAGNETISMUL

Primul pas pe care-l vom face după studierea câmpurilor statice va fi studiul curenţilor electrici. Am văzut deja că o sarcină electrică se poate mişca de-a lungul unui conductor, dar până acum nu ne-a preocupat decât starea finală, după ce fluxul de sarcini electrice a încetat. Electricitatea în mişcare de-a lungul unui conductor reprezintă un curent electric. Intensitatea acesteia se măsoară prin cantitatea de sarcină transportată într-o secundă prin conductor. Este uşor să se producă curenţi de durate scurte conectând cu ajutorul unui fir metalic doi conductori care au iniţial potenţiale diferite, de exemplu cele două plăci ale condensatorului din figura 11. Dar întrucât rezerva de sarcini este în acest caz. limitată, curentul lor nu va dura mult. Curenţi mai stabili pot fi obţinuţi cu ajutorul acumulatorilor electrici, al căror principiu nu-l vom discuta aici. Este suficient să arătăm că, drept rezultat al unei reacţii chimice, în baterie ia naştere o diferenţă de potenţial între cele două borne ale sale.

În modul acesta şi în multe alte moduri se poate menţine un timp însemnat într-un conductor, un curent constant. Se constată că pentru aceasta este necesar ca între capetele firului să existe o diferenţă de potenţial constantă. Atunci în interiorul firului există un câmp electric ale cărui forţe acţionează asupra sarcinilor din interiorul firului. Într-un asemenea câmp sarcinile ar fi deci accelerate în mod continuu şi viteza lor ar creşte dacă nu ar exista o

forţă de frecare sau vreo formă oarecare de rezistenţă care să se opună mişcării lor. În mod normal toate metalele posedă o asemenea rezistenţă finită care se opune totdeauna mişcării sarcinilor şi care reprezintă deci o forţă neconservativă. La trecerea electricităţii prin conductori de rezistenţă finită, o parte din energie se transformă în căldură, şi acest fapt este exploatat în radiatoarele electrice sau în lămpile cu incandescenţă. În cele mai multe aplicaţii ale electricităţii, efectul de încălzire este însă dăunător şi se încearcă diminuarea lui, întocmai ca în cazul frecării la maşini.

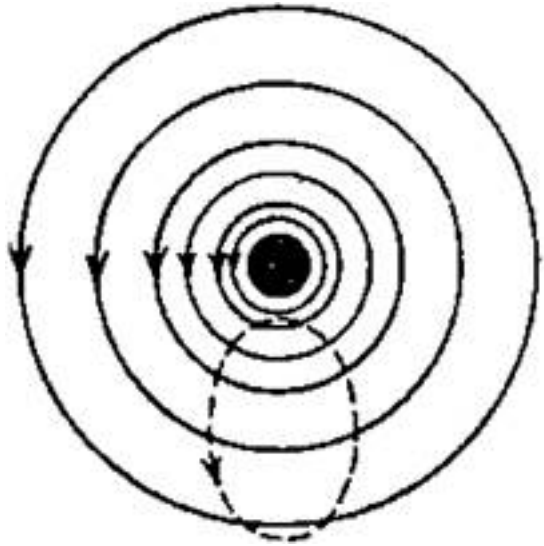


Fig. 12. Câmpul magnetic din jurul unui curent

De îndată ce studiem curenţii din conductori observăm un nou fenomen, şi anume faptul că un curent electric dă naștere unui câmp magnetic. Experienţa (de exemplu prin aşezarea acului unei busole în apropierea unui conductor prin care trece un curent) arată că liniile de forţă ale câmpului magnetic al unui curent ce trece printr-un conductor 1ung şi drept sunt distribuite ca în figura 12. Aici conductorul este perpendicular pe planul hârtiei, cercul negru din mijloc reprezentând o secţiune prin el. Liniile de forţă sunt cercuri în jurul sârmei. Intensitatea câmpului scade invers proporţional cu distanţa. Ea este proporţională cu intensitatea curentului din conductor şi o putem scrie sub forma

$$H = \frac{2i}{rc}$$

unde i este intensitatea curentului (sarcina care trece prin conductor în unitatea de timp) şi c o nouă constantă, care poate fi determinată experimental (c este egal cu 30.000.000.000 cm/s). Atunci când avem de-a face cu numere aşa de mari, nu este comod

să scriem toate zerourile; în asemenea cazuri se foloseşte o prescurtare comodă, care, aplicată la cazul nostru, ne permite să scriem: $c = 3 \times 10^{10}$ *cm/s*. Într-adevăr, pătratul lui *10* este *100*, adică cifra *1* cu *2* zerouri, puterea a treia a lui *10* este *1* urmat de *3* zerouri şi în mod similar puterea a zecea a lui *10* este cifra *1* urmată de *10* zerouri.

Este limpede că câmpul magnetic al unui curent electric nu mai este irotaţional. Dacă deplasăm un pol magnetic de-a lungul unuia dintre cercurile concentrice din figura 12, urmăm o linie de forţă şi forţa magnetică exercitată asupra polului va avea totdeauna direcţia şi sensul mişcării, astfel încât forţa va efectua tot timpul un lucru asupra polului. Deoarece lucrul este forţa înmulţită cu distanţa, se poate vedea uşor că circulaţia forţei pe un cerc de rază *r* în jurul conductorului este $4\pi i/c$, deoarece circumferinţa cercului este $2\pi r$. Rezultatul este deci acelaşi, indiferent pe care din cercuri se produce mişcarea, şi se poate demonstra că el rămâne acelaşi chiar dacă mişcarea are loc pe orice alt drum închis care înconjură sârma. Circulaţia forţei magnetice în jurul unei sârme prin care trece un curent electric este $4\pi i/c$.

Se poate arăta de asemenea că dacă drumul închis nu înconjură conductorul (de exemplu în cazul liniei punctate din fig. 12) nu există circulaţie. Explicaţia constă în faptul că în acest caz polul se va mişca pe o parte din drum în sensul câmpului şi pe cealaltă parte în sensul opus. Dacă sensul câmpului şi sensul de mişcare sunt cele arătate de săgeţile din figură, drumul în sensul câmpului va fi mai 1ung decât cel în sens opus, dar acolo unde mişcarea se opune câmpului acesta este mai intens. Rezultă că şi aici, pentru întregul spaţiu dinafara conductorului, câmpul satisface legile simple pe care le-am găsit mai înainte: el este nedivergent şi irotaţional. Câmpul este irotaţional numai în interiorul conductorului; în acest caz, a doua dintre legile noastre trebuie să fie modificată.

Ceea ce am aflat până acum despre legile câmpului electric şi magnetic poate fi rezumat în modul următor: în orice loc unde nu există sarcini şi curenţi electrici, câmpurile electric şi magnetic sunt irotaţionale şi nedivergente şi pot fi descrise prin linii de forţă care nu încep şi nu se opresc nicăieri şi de-a lungul cărora circulaţia este nulă. Intr-o regiune unde există sarcini, câmpul electric este divergent; diferenţa dintre numărul de linii de forţă care ies din această regiune şi numărul celor care intră în ea este egală cu sarcina totală (adică diferenţa dintre sarcina pozitivă şi cea negativă) înmulţită cu 4π. În prezenţa unui curent electric,

câmpul magnetic nu mai este irotaţional. Circulaţia câmpului magnetic pe un contur (drum) închis este egală cu intensitatea globală a curentului care trece prin acest contur înmulţi ta cu $4\pi/c$.

În această formă, legile sunt valabile numai pentru câmpuri care nu se modifică în timp, ceea ce corespunde cazului când nu se schimbă distribuţia de sarcină electrică în spaţiu şi toţi curenţii sunt staţionari.

Observăm în particular că câmpul magnetic rămâne aproape totdeauna nedivergent, cu alte cuvinte că liniile de forţă magnetică nu pornesc şi nu se termină nicăieri. Ele formează circuite închise sau vin de la infinit şi merg spre infinit. Aceasta nu ar fi posibil dacă ar exista poli magnetici reali, deoarece liniile de forţă. magnetice ar trebui să pornească de la ei şi să se oprească la ei. Nimeni n-a văzut însă niciodată poli magnetici liberi şi, după cum vom vedea mai departe, toate caracteristicile magneţilor (de exemplu a celor de oţel) pot fi explicate prin existenţa unor mici circuite electrice în interiorul bucăţii de oţel. Să ne reprezentăm liniile de forţă ale unui magnet în formă de bară. Ele vin de la polul nord, se întorc la polul sud şi se închid în interiorul magnetului!. Înapoindu-se de astă dată de la polul sud la polul nord. În figura 13 a se văd liniile de forţă externe ale unui asemenea magnet. Figura 13 b ne reprezintă câmpul unei bobine de sârmă prin care trece un curent. Liniile de forţă externe sunt exact ca la magnetul în formă de bară. Ele se închid în interiorul bobinei. Nu trebuie totuşi să ne imaginăm magnetul ca pe un simplu curent încolăcit ca în bobină, ci mai degrabă ca pe un număr mare de circuite foarte mici, distribuite în toată masa oţelului.

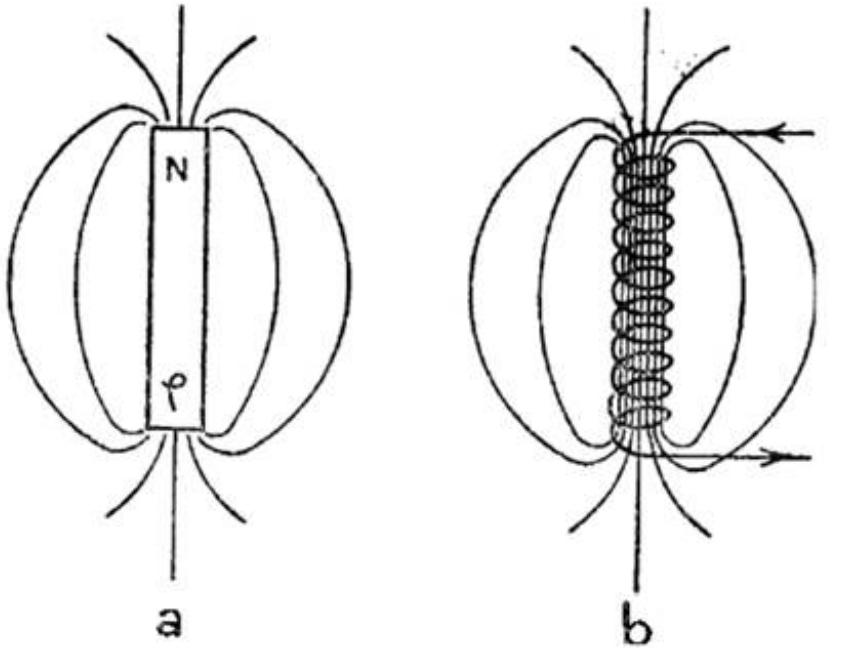


Fig. 13: a) magnet în formă de bară; b) câmpul magnetic al unei bobine

Efectul magnetic al unui curent este de cea mai mare importanţă practică. Într-adevăr, curentul electric creează în jurul său un câmp magnetic, datorită căruia apar forţe ce acţionează asupra unui magnet sau asupra unei substanţe cum e fierul, care se magnetizează în prezenţa câmpului magnetic. Aceste forţe sunt utilizate în foarte multe instalaţii practice; de asemenea el stă la baza unei metode foarte comode de măsurare a intensităţii curentului electric.

Instrumentul pentru măsurarea pe această cale a curentului electric este cunoscut sub numele de galvanometru. În forma cea mai simplă a acestui instrument, curentul este trecut printr-o bobină de sârmă pentru a se mări efectul său magnetic ; un ac magnetic este suspendat ca un ac de busolă fie în interiorul, fie în apropierea bobinei. Deviaţia acului indică intensitatea câmpului magnetic şi deci a curentului.

Metoda magnetică de măsurare a curentului electric este atât de simplă în comparaţie cu măsurarea directă a sarcinii pe care el o transportă într-un timp dat, încât deseori acest efect magnetic este considerat ca un mod de definire a intensităţii curentului. Acest fapt stă la baza introducerii aşa-numitelor unităţi electromagnetice pentru măsurarea curenţilor. Deoarece în formula care dă intensitatea câmpului magnetic curentul apare în combinaţia *i/c*,s-a

preferat uneori să se indice intensitatea curentului prin mărimea. *i/c*. În această carte nu vom folosi asemenea unităţi electromagnetice. Le-am menţionat doar pentru că unii cititori, familiarizaţi cu electricitatea, şi-ar putea aminti legile pe care le expunem aici, sub forma lor bazată pe unităţi electromagnetice, şi ar putea fi nedumeriţi de forma puţin diferită a rezultatelor noastre.

Din legea acţiunii şi reacţiunii rezultă că, dacă curentul electric exercită o forţă asupra unui magnet, magnetul trebuie să exercite şi el o forţă asupra curentului electric. Cu alte cuvinte, asupra unui conductor aşezat în câmp magnetic trebuie să se exercite o forţă. Există destule argumente bazate pe cea de-a treia lege a lui Newton pentru a ne permite să determinăm intensitatea şi direcţia acestei forţe. Nu vom dezvolta aici aceste raţionamente, ci ne vom mulţumi să dăm rezultatul: forţa exercitată asupra unui conductor de lungime l prin care trece un curent de intensitate i situat într-un câmp magnetic de intensitate H este perpendiculară atât faţă de direcţia câmpului cât şi faţă de direcţia curentului. Intensitatea ei este

$$F = \frac{ilH_t}{c}$$

Unde H_t este acea componentă a câmpului magnetic a cărei direcţie este perpendiculară pe direcţia curentului.

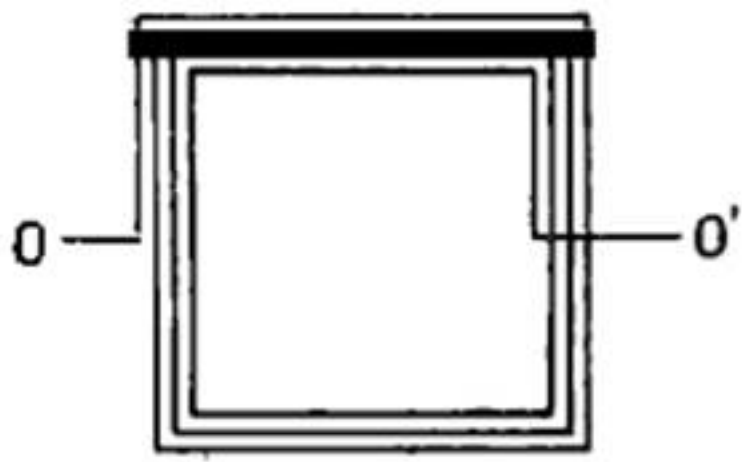


Fig. 14. Principiul motorului electric

Forţa exercitată asupra unui conductor într-un câmp magnetic este utilizată în motoarele electrice. Să considerăm, de exemplu, ca în schiţa din figura 14, o ramă dreptunghiulară peste care s-a înfăşurat de mai multe ori un fir prin care trece un curent electric. Rama se poate roti liber în jurul axei 00'. Să presupunem că această

ramă a fost plasată într-un câmp magnetic uniform şi vertical. Dacă sensul curentului este de la *O* la *O'*, forţa exercitată asupra firelor din latura superioară a ramei va fi perpendiculară pe planul hârtiei; să considerăm, pentru fixarea ideilor, că ea este dirijată dinspre cititor spre planul hârtiei. La partea inferioară a ramei, curentul trece în sens opus şi forţa va fi deci îndreptată spre noi. Rezultatul este o tendinţă de a face rama sa se rotească în jurul axei *00'*. Acest proces continuă până ce rama s-a rotit cu un unghi drept, ajungând în poziţia orizontală. În această poziţie, forţa nu mai contribuie la rotirea ramei. Dacă, datorită inerţiei sale, aceasta continuă să se rotească, latura prin care curentul trece de la stânga la dreapta va fi acum sub cealaltă şi forţa va încerca de data aceasta să întoarcă rama în sensul opus.

Pentru a evita aceasta, motorul este înzestrat cu o piesă numită comutator. Acesta este un sistem de contacte mobile cu ajutorul cărora sensul curentului este inversat ori de câte ori rama trece prin poziţia orizontală. Când rama ajunge din nou în poziţia verticală, curentul trece din nou de la stânga spre dreapta în latura superioară a ramei şi forţa continuă s-o împingă în acelaşi sens. Câmpul magnetic necesar pentru funcţionarea motorului poate fi creat fie de un magnet permanent, fie cu ajutorul unei bobine fixe prin care trece un curent electric.

In practică, motorul nu constă numai dintr-o singură bobină ce se roteşte, ci din foarte multe asemenea bobine, înfăşurate pe un miez de fier care amplifică acţiunea câmpului.

INDUCŢIA.
GENERATOR ŞI TRANSFORMATOR

Să revenim de la aceste ilustrări practice la legile fundamentale. Întâlnim fenomene cu totul noi când studiem câmpuri sau curenţi variabili, care se modifică în timp, fie datorită faptului că variază sursa care furnizează curentul, fie pentru că se mişcă magnetul sau conductorul care creează câmpul. Cele mai importante descoperiri privitoare la aceasta le-a făcut Faraday. Dacă o spiră închisă se află într-un câmp magnetic şi dacă intensitatea câmpului magnetic sau poziţia spirei variază, în aceasta din urmă va lua naştere un curent. Am văzut mai înainte că pentru a face să treacă un curent de-a 1ungul unui fir, adică pentru a face să se mişte sarcinile electrice pe care el le conţine, trebuie ca în lungul firului să existe un câmp electric. Experienţa arată că, în cazul unei spire circulare de sârmă, intensitatea câmpului electric este egală cu $1/2\pi rc$ înmulţit cu viteza de variaţie a fluxului magnetic, adică cu viteza de variaţie a numărului de linii de forţă magnetice care trec prin spaţiul înconjurat de spiră. Rezultatul rămâne neschimbat oricare ar fi modul în care obţinem varierea fluxului magnetic. Putem lăsa

nemişcată spira, făcând câmpul magnetic să varieze, de exemplu mişcând un magnet în apropiere sau pornind şi întrerupând curentul dintr-o bobină alăturată. Acelaşi rezultat se obţine şi în cazul când spira de sârmă se mişcă într-un câmp constant.

Pe cel de-al doilea procedeu se bazează generatorul electric, care este construit întocmai ca motorul electric din figura 14. Dacă o forţă exterioară roteşte în jurul axei sale bobina dreptunghiulară din figura 14, numărul liniilor de forţă ce trec prin ea variază în permanenţă. El este maxim atunci când rama se află în poziţie orizontală şi este egal cu zero când ea este verticală. Când rama ajunge din nou în poziţia orizontală, dar de data aceasta întoarsă pe dos, liniile de forţă magnetice străbat spira de sârmă în sens opus. Deci numărul total de linii de forţă sau fluxul care o străbate variază de la o valoare pozitivă maximă, pentru o poziţie orizontală, la o valoare egală, dar de semn opus, pentru cealaltă poziţie orizontală. Viteza de variaţie este maximă în poziţiile verticale; contactul mobil al comutatorului va conecta bobina la circuitul extern tocmai în momentul când ea este aproape în poziţia verticală. În felul acesta bobina care se roteşte tinde să trimită în circuitul exterior un curent care îşi păstrează mereu sensul. Folosind foarte multe bobine dispuse sub unghiuri diferite, se poate produce un curent de intensitate aproape constantă.

Pentru obţinerea unei formulări simple a legii ne interesează mai mult situaţia în care spira se găseşte într-un câmp magnetic variabil. După cum constatăm în acest caz, câmpul electric care face să treacă curentul prin spiră se deosebeşte de toate câmpurile electrice pe care le-am întâlnit până acum. Aceste câmpuri erau totdeauna irotaţionale, adică nu efectuau nici un lucru mecanic asupra unei sarcini de probă care ar fi descris un drum închis în câmp. Acum însă, după cum am văzut, câmpul acţionează de-a lungul spirei totdeauna în acelaşi sens, iar lucrul mecanic efectuat asupra unei sarcini de probă este egal cu distanţa parcursă pe circumferinţă, adică cu $2\pi r$, înmulţită cu intensitatea câmpului electric, ceea ce echivalează cu viteza de variaţie a fluxului magnetic în timp înmulţită cu $1/c$

Aceasta se dovedeşte a fi independentă de forma spirei. Putem explica deci fenomenul inducţiei electromagnetice modificând precum urmează legea câmpului electric, stabilită anterior: câmpul electric este irotaţional în absenţa unor câmpuri magnetice variabile; în prezenţa unor asemenea câmpuri, circulaţia de-a lungul unui drum închis este egală cu viteza de variaţie a fluxului magnetic prin spiră, înmulţită cu $1/c$

Efectul electric al unui câmp magnetic variabil este de asemenea utilizat în multe aplicaţii practice importante. Una dintre ele o

constituie transformatorul, a cărui schemă de principiu este dată în figura 15. Două bobine *A* şi *B* sunt aşezate atât de aproape una de alta, încât liniile de forţă magnetice produse de *A* (sau cel puţin o parte dintre ele) trec prin bobina *B*. Între bornele a_1 şi a_2 ale bobinei *A* trece un curent care îşi schimbă rapid sensul, efectuând *n* cicluri complete pe secundă (frecvenţa *n* a curentului luat de la reţeaua de tensiune este de obicei de 50 sau 60 de cicluri pe secundă). Când curentul îşi schimbă sensul, îşi schimbă sensul şi câmpul magnetic produs de el, deci şi fluxul magnetic prin bobina *B*. Această variaţie duce la apariţia unui câmp electric în bobina *B*, care de asemenea îşi schimbă sensul de *n* ori pe secundă. Dacă conectăm bornele b_1 şi b_2 într-un circuit (care de obicei conţine şi o rezistenţă), în acest circuit apare un curent electric.

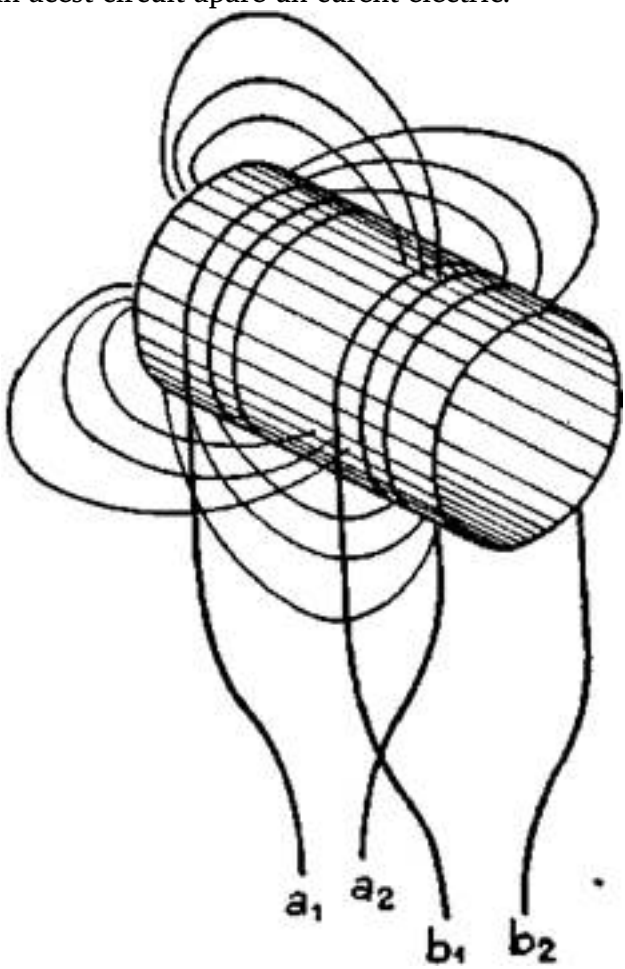


Fig. 15. Principiul transformatorului

Curentul din circuitul extern nu se deosebește întru nimic de cel care ar fi produs dacă s-ar aplica la bornele b_1 şi b_2 o diferenţă de potenţial alternativă; valoarea acesteia este dată tot de intensitatea

câmpului electric în bobină, înmulţită cu lungimea totală a firului din bobină. De aceea adeseori se vorbeşte despre diferenţa de potenţial sau tensiunea generală de transformator. Acest termen trebuie totuşi folosit cu multă băgare de seamă, căci, după cum am văzut, noţiunea de potenţial este aplicabilă numai unui câmp electric irotaţional. Într-adevăr, obişnuitele introduceri elementare în teoria electricităţii în care se porneşte din capul locului de la noţiunea de potenţial pot crea confuzii în mintea cititorului când acesta şi-ar pune întrebarea cum variază potenţialul într-un circuit care conţine o bobină de transformator sau un generator electric. Pentru a înlătura această dificultate s-a introdus termenul de „*tensiune electromotoare*“ (**t.e.m.**; o denumire mai veche este „*forţă electromotrice*“ — **f.e.m**.) pentru a desemna produsul dintre câmpul electric şi lungimea firului sau, ceea ce revine la acelaşi lucru, diferenţa de potenţial echivalentă ce ar trebui aplicată la bornele b_1 şi b_2 pentru a obţine acelaşi curent în circuitul exterior.

Dacă se cunoaşte forma bobinei primare *A* şi intensitatea curentului din ea, deci implicit câmpul ei magnetic şi viteza cu care variază, tensiunea electromotoare în „secundar" *B* este proporţională cu numărul de spire pe care îl conţine acesta, Mărind deci foarte mult numărul de spire din bobina secundară, se poate obţine o tensiune electromotoare foarte mare, dar în schimb nu putem obţine din ea decât un curent foarte slab. Într-adevăr, dacă acest curent ar fi prea intens, el ar crea, trecând prin multe spire, un câmp magnetic intens, care ar acţiona la rândul lui asupra bobinei primare *A*. De aceea asemenea transformatoare sunt utilizate pentru a obţine dintr-un curent alternativ dat un alt curent, de intensitate mult mai mică, dar cu o tensiune echivalentă mult mai mare şi care poate trece deci mai uşor prin rezistenţe mari. Sau, invers, dacă numărul de spire din bobina secundară *B* este mai mic decât cel din primar, transformatorul poate fi utilizat pentru producerea unui curent de intensitate mult mai mare decât a curentului maxim care s-ar putea obţine în circuitul primar.

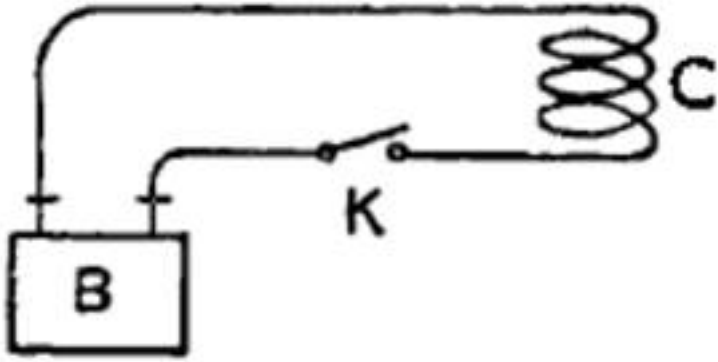


Fig. 16. Autoinducţie

Acelaşi fenomen de inducţie poate prezenta interes chiar atunci când avem de-a face cu o singură bobină. În figura 16 vedem un circuit format prin conectarea bobinei C, prin intermediul unui comutator K, la bornele unei baterii B. Dacă întrerupătorul este închis, prin bobină va trece un curent care va da naştere unui câmp magnetic. Liniile de forţă ale acestuia sunt schiţate în figura 13b. Se poate vedea că ele străbat spirele bobinei. Dacă se întrerupe circuitul prin deschiderea întrerupătorului, curentul va înceta să mai treacă şi deci va dispărea şi câmpul magnetic. Fluxul prin bobina C suferă deci o variaţie foarte puternică într-un timp foarte scurt. Conform legii inducţiei, în acest caz de-a lungul firului bobinei se va crea un câmp electric foarte intens. Se produce o tensiune electromotoare foarte puternică, de obicei suficientă pentru a face ca sarcinile electrice să străbată aerul din intervalul dintre bornele întrerupătorului, astfel încât apare o scânteie vizibilă. Inducerea unei tensiuni electromotoare într-o bobină datorită câmpului magnetic al curentului ce trece prin bobina însăşi este cunoscută sub denumirea de inducţie proprie, sau autoinducţie. Un circuit foarte asemănător cu cel din figura 16 este folosit pentru producerea scânteii electrice necesare în cele mai multe dintre motoarele de automobil.

Este instructiv să privim problema şi din alt punct de vedere. După cum vom vedea mai târziu, atât câmpul electric, cât şi cel magnetic conţin energie înmagazinată. De aceea bobina din figura 16, care creează un câmp magnetic intens, acumulează în timpul când este străbătută de curent o cantitate însemnată de energie magnetică. În virtutea legii conservării energiei, această energie înmagazinată nu poate fi distrusă, ci numai transformată în alte forme de energie. Prin urmare, când desfacem circuitul într-o parte oarecare a sistemului nostru, trebuie să se efectueze un lucru

mecanic. Scânteia vizibilă constituie o indicaţie foarte precisă în privinţa locului unde se efectuează lucrul mecanic. Lumina scânteii arată că aerul din jur s-a încălzit foarte tare şi procesul poate fi caracterizat ca o transformare a energiei magnetice în căldură. Energia magnetică a bobinei tinde astfel să împiedice întreruperea curentului, întocmai cum energia cinetică a unui volant mare se opune încercărilor de a pune capăt mişcării lui de rotaţie.

COMPLETAREA LEGILOR

Ne întoarcem acum la descrierea legilor fundamentale ale câmpului. Aşa cum au fost expuse până acum, ele pot fi aplicate oricărei situaţii cu care ar veni în contact un inginer electrotehnic, cu condiţia ca el să nu se ocupe de frecvenţe foarte înalte. Legile acestea pot descrie corect fenomenele care au loc în circuitele electrice uzuale, generatoare, motoare, transformatoare etc. Totuşi, Maxwell, căruia îi revine meritul de a fi formulat aceste legi într-o formă clară şi completă, a descoperit că în forma descrisă până acum ele nu sunt prea consistente şi că ar conţine contradicţii. Pentru a arăta aceasta, să considerăm situaţia arătată în figura 17. Să ne imaginăm un curent alternativ care trece prin conductorul rectiliniu AB. Atunci când curentul trece de la A Ia B, el transportă sarcina de Ia stânga la dreapta. Deci în B se acumulează sarcinile pozitive, iar în A cele negative. Acest proces nu poate continua la infinit, deoarece sarcinile acumulate ar da naştere unui câmp magnetic care ar avea tendinţa să inverseze curentul. Ne putem imagina însă că curentul trece în sensul iniţial numai un timp foarte scurt şi apoi se inversează, efectuând oscilaţii periodice (alternative). Nu ne interesează deocamdată cum anume este produs acest curent alternativ.

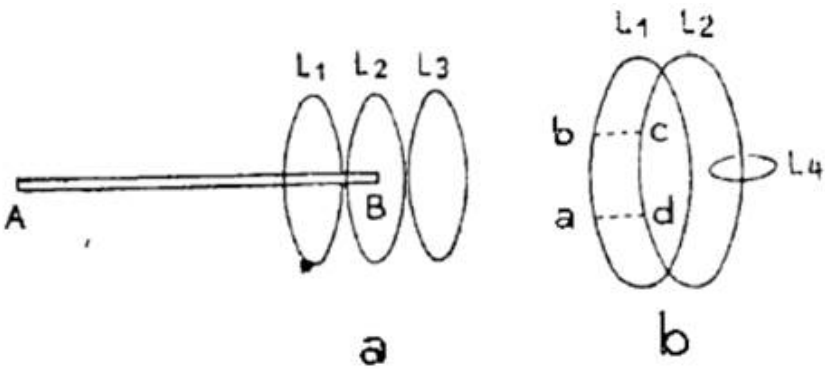


Fig.l7 a) conductor prin care trece un curent alternativ; b) o aparentă contradicţie

Să considerăm acum câmpul magnetic produs de acest curent. Conform legilor studiate până acum, ar trebui ca liniile sale de forţă

să fie cercuri cu centrele pe axa conductorului. Într-adevăr, să ne imaginăm o spiră trasată în spaţiu, cum ar fi L_1; circulaţia pe acest contur nu este egală cu zero, deoarece curentul străbate planul spirei. Nu putem spune însă cu siguranţă ceea ce se petrece în cazul spirei L_2, deoarece planul ei intersectează capătul B al conductorului, adică tocmai punctul unde se opreşte curentul. Dar dacă considerăm în continuare spira L_3, care nu este străbătută de nici un curent electric, ar trebui ca în ea să nu găsim nici un câmp magnetic. Din legile prezentate până acum trebuie să conchidem că câmpul magnetic este diferit de zero în spira L_1 şi este egal CU zero în spira L_3. Totuşi, acest lucru nu poate fi permis. Într-adevăr, să considerăm figura 17 b, în care spirele L_1 şi L_3 sunt mărite. Ne putem imagina în spaţiu o spiră închisă *abcda* şi ne putem întreba care va fi circulaţia magnetică pe acest contur. Dacă mişcăm un pol magnetic de la *a* Ia *b*, forţele câmpului vor efectua asupra lui un lucru mecanic. Nici un lucru mecanic nu se efectuează între *b* şi *c* sau între *d* şi *a*, deoarece aici polul se mişcă într-o direcţie paralelă cu conductorul, şi liniile de forţă ale câmpului datorit curentului se află tot timpul în plane perpendiculare pe fir. În sfârşit, între *c* şi *d* de asemenea nu se efectuează nici un lucru mecanic, întrucât aici mişcarea se produce pe conturul L_3, în care, după cum am arătat, nu există câmp magnetic. Se impune deci concluzia că pe spira *abcda* există circulaţie. Dar aceasta contrazice legile găsite de noi cu privire la câmpul magnetic, întrucât prin această spiră nu trece nici un curent. Acest raţionament arată că mai lipseşte ceva în formularea legilor noastre fundamentale. Maxwell a arătat că singurul mod de a evita această contradicţie constă în a presupune că circulaţia câmpului magnetic este diferită de zero în prezenţa unui câmp electric variabil, chiar şi în absenţa curenţilor.

Aceasta înlătură discrepanţa. În situaţia din figura 17 avem în orice moment o sarcină în *A* şi o sarcină egală, dar de semn opus, în *B*. Să presupunem, de exemplu, că sarcina din *B* este pozitivă. Liniile de forţă vor trece, atunci de la *B* Ia *A*, aşa cum se arată în figura 9 b; unele dintre ele vor intersecta spira L_3, iar altele se vor întoarce, intersectând spira L_1 Mai departe, în momentul când curentul este maxim, viteza cu care sarcinile se acumulează la capetele conductorului este şi ea maximă şi deci variaţia sarcinii şi a câmpului electric urmează totdeauna pe cea a curentului. Dacă variaţia fluxului electric creează o circulaţie într-un câmp magnetic, circulaţia magnetică de-a lungul lui L_3 nu mai este nulă, cea de-a lungul lui L_1 este redusă şi există de asemenea o circulaţie pe conturul *abcda*.

Pentru a obţine o deplină concordanţă cu experienţa, trebuie să postulăm că circulaţia magnetică în lungul oricărui contur închis

constă din două părţi: prima este, ca şi mai înainte, egală cu $4\pi/c$ înmulţit cu curentul total care trece prin contur, iar a doua cu $1/c$ ori viteza de variaţie a fluxului electric, adică a numărului de linii de forţă care străbat conturul.

Nu vom expune demonstraţia cantitativă care arată că acest termen este tocmai cel ce corectează discrepanţele, nici nu vom arăta că, incluzând acest termen în legile noastre, ele devin consistente.

Pentru a sublinia că un flux electric variabil produce acelaşi efect magnetic ca şi un curent, Maxwell a folosit termenul de „curent de deplasare", care implică faptul că, oriunde există un câmp variabil în timp, în spaţiul vid curge un anumit tip de curent, nelegat de transportul vreunei sarcini. Această concepţie aparţine unei imagini asupra câmpului electromagnetic care a fost ulterior depăşită, aşa că nu o vom folosi.

Suntem acum în situaţia de a formula legile complete ale câmpului electromagnetic, după cum urmează.

Câmpul magnetic este totdeauna nedivergent. Câmpul electric este nedivergent numai atunci când nu sunt prezente sarcini; în prezenţa acestora, numărul liniilor de forţă care ies dintr-un volum dat minus numărul liniilor care intră este egal cu sarcina netă din volumul considerat. Câmpul electric este irotaţional, afară de cazul când există câmpuri magnetice variabile. Circulaţia câmpului electric de-a lungul unui contur închis este egală cu $1/c$ înmulţit cu viteza de variaţie a fluxului magnetic prin contur. Câmpul magnetic este irotaţional, afară de cazul când ar exista curenţi sau câmpuri electrice variabile. Circulaţia câmpului magnetic pe un contur închis este egală cu $4\pi/c$ înmulţit cu intensitatea curentului care trece prin contur, minus $1/c$ înmulţit cu viteza de variaţie a fluxului electric care îl traversează.

Completarea pe care am adus-o legilor electromagnetismului nu prezintă importanţă atât timp cât avem de-a face cu frecvenţe joase şi cu sisteme de dimensiuni reduse, deoarece pentru intensităţile câmpurilor electrice care ne interesează de cele mai multe ori, ca şi pentru viteza lor de variaţie în timp, variaţia fluxului electric este atât de mică, încât intensitatea câmpului magnetic pe care ea îl produce este neglijabilă.

Situaţia diferă total la frecvenţe înalte. Ceea ce se petrece în acest caz poate fi înţeles întorcându-ne din nou la figura 17 a. După cum am arătat, câmpul magnetic trebuie să se extindă dincolo de capetele conductorului, deoarece circulaţia lui pe conturul L_3 trebuie să fie diferită de zero. Câmpul acesta este, desigur, variabil, întrucât în exemplul nostru curentul şi, o dată cu el, toate celelalte mărimi îşi schimbă sensul de multe ori într-o secundă. Rezultă că pe

conturul L_3 există un câmp magnetic variabil, şi acesta, la rândul său, dă naştere unui câmp electric, conform legii inducţiei. De exemplu, dacă considerăm mica spiră circulară L_4 din figura 17 b, ea încercuieşte de data aceasta o linie de-a lungul căreia fluxul magnetic este variabil şi deci în lungul său vor acţiona forţe electrice. Urmând liniile de forţă electromagnetice, găsim că această forţă electrică pe spira L_4 nu poate fi explicată în întregime prin existenţa liniilor de forţă electrice care leagă *A* de *B*. Trebuie să mai existe şi alte linii de forţă, şi, întrucât nu există sarcini decât în *A* și *B*, aceste linii trebuie să fie închise.

Astfel, câmpul electric se extinde dincolo de spira L_3 şi, conform formei noi a legilor noastre, câmpul electric variabil trebuie să producă un câmp magnetic la distanţă de capetele firului conductor. Acesta, la rândul său, produce prin inducţie un câmp electric şi astfel câmpurile electric şi magnetic se extind în spaţiu mult mai departe decât ar corespunde cazului static. Nu putem stabili uşor, prin metodele noastre greoaie care evită descrierea matematică, forma pe care o vor lua aceste câmpuri, dar o tratare matematică completă duce la rezultatul că ele se prezintă sub formă de unde.

Putem cel puţin verifica faptul că aceste unde sunt în concordanţă cu legile noastre fundamentale, adică cu ecuaţiile lui Maxwell.

UNDE ELECTROMAGNETICE

O undă electromagnetică tipică este dată în figura 18. Unda se deplasează în direcţia *OX* şi în fiecare moment câmpul electric are aceeaşi valoare, adică are aceeaşi direcţie şi aceeaşi mărime în toate punctele unui plan perpendicular pe direcţia de deplasare. Cu alte cuvinte, câmpul electric în orice punct dat de pe linia *OX* este acelaşi cu cel din orice alt punct dinaintea, dinapoia sau de deasupra lui, conţinut în planul perpendicular pe direcţia *OX* şi care trece prin punctul dat. Acelaşi lucru este valabil şi pentru câmpul magnetic. Este necesar deci să indicăm numai modul cum variază câmpurile electric şi magnetic de-a lungul acestei axe. Aceasta se arată în figură prin săgeţi care indică câmpul la un moment oarecare. După cum se vede, câmpul electric este totdeauna vertical, dar el este îndreptat în unele puncte în sus, iar în altele în jos. Câmpul magnetic este perpendicular atât pe câmpul electric, cât şi pe direcţia de deplasare (propagare); el este dirijat uneori înspre cititor, alteori dinspre acesta. întreaga configuraţie se deplasează în timp în direcţia de la *O* spre *X*.

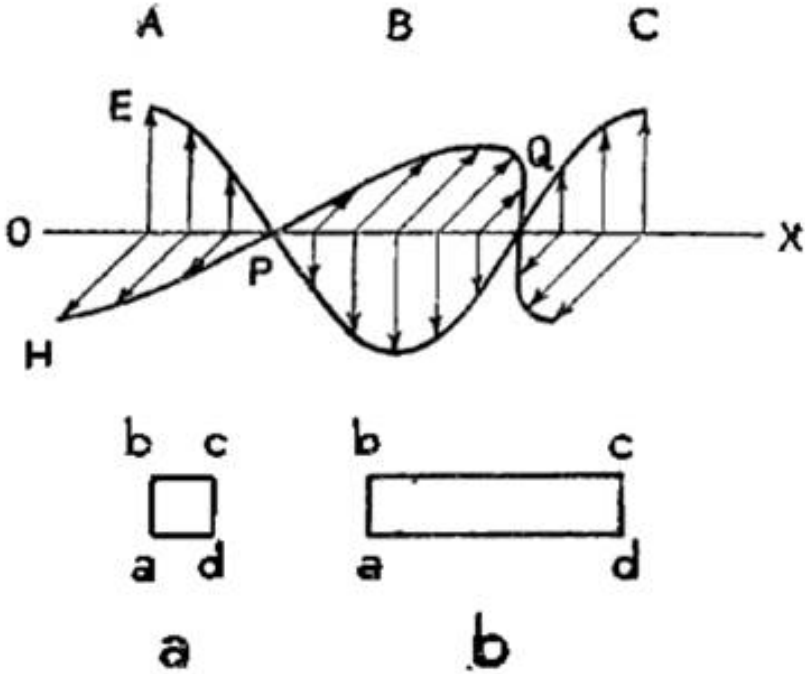


Fig. 18. Undă electromagnetică: a) în apropierea punctului P; b) de la A la B

Să ne concentrăm atenţia asupra unui punct oarecare P şi să considerăm o mică spiră dreptunghiulară, de înălţime *l*, în apropierea acestui punct (fig. 18 a). De-a lungul acestui contur va acţiona un câmp electric, şi anume în sensul acelor unui ceasornic, deoarece câmpul electric care acţionează în sus pe latura stângă este mai puternic decât cel de pe latura dreaptă, iar pe celelalte laturi nu există câmp electric orizontal. Rezultă că dacă ridicăm o sarcină de la *a* la *b* se efectuează un lucru mecanic care nu se compensează în întregime de către lucrul efectuat când ea se întoarce de la *c* la *d*. Acest rezultat este în concordanţă cu legile fundamentale, deoarece fluxul magnetic prin contur creşte. Într-adevăr, intensitatea câmpului magnetic este dirijată înspre cititor şi valoarea ei creşte în timp pe măsură ce întreaga configuraţie se deplasează spre dreapta.

În vecinătatea unui punct ca *Q*, fluxul magnetic scade, deoarece aici intensitatea câmpului magnetic se anulează. Dar în acest caz câmpul electric creşte de la stânga spre dreapta, astfel încât forţa electrică în lungul unei asemenea spire acţionează în sens invers acelor de ceasornic. Desenând un mic dreptunghi orizontal, putem verifica de asemenea faptul că acţiunea forţei magnetice pe un contur închis este în concordanţă cu variaţia fluxului electric. Vedem astfel că unda este în acord calitativ cu legile noastre.

Pentru ca acordul să fie si cantitativ, mai este necesar ca viteza de deplasare a acestei unde să fie găsită egală cu cea reală.

În acest scop introducem noţiunea de „*lungime de undă*“ λ, care reprezintă distanţa după care forma undei se repetă în întregime, adică distanţa de la *A* la *C*. Să considerăm un contur dreptunghiular vertical, de lungime egală cu o jumătate de lungime de undă; înălţimea lui este din nou *l*. Circulaţia câmpului electric de-a lungul unui asemenea contur este *2El*, unde *E* este intensitatea maximă a câmpului electric, întrucât lucrul mecanic efectuat asupra unei sarcini electrice unitate este *El* când ea se deplasează de jos în sus de-a lungul laturii stângi şi încă o dată *El* când ea coboară de-a lungul laturii drepte a conturului. Această mărime trebuie să fie egală cu *1/c* înmulţit cu viteza de variaţie în timp a fluxului magnetic prin contur. Acest flux magnetic este nul în momentul dat, întrucât el este îndreptat într-un sens în prima jumătate şi în celălalt sens în a doua jumătate a conturului. Totuşi el variază cu timpul.

De exemplu, într-un moment anterior, depărtat cu $\frac{1}{4}t$ faţă de cel corespunzător stării din figură (*t* fiind timpul în care unda se deplasează cu o lungime de undă), punctele *A* şi *B* reprezentau două noduri ale câmpului magnetic şi deci câmpul mediu între *A* şi *B* era H_m, adică egal cu intensitatea medie a câmpului magnetic între două noduri. Fluxul prin conturul considerat era deci egal cu H_m înmulţit cu aria conturului, adică

$$\frac{1}{2}\lambda l H_m$$

Pe de altă parte, într-un moment mai târziu cu $\frac{1}{4}t$ faţă de cel din figură, *A* şi *B* devin iarăşi noduri, dar de data aceasta câmpul magnetic are sens opus. Putem spune deci că, într-un interval de timp egal cu $\frac{1}{2}t$, fluxul prin contur a variat cu $\lambda l H_m$ deci viteza lui medie de variaţie în acest interval este

$$\frac{\lambda l H_m}{t/2}$$

Nu ne interesează însă viteza medie de variaţie într-un asemenea interval, ci cea maximă, deoarece momentul pentru care am desenat unda este acel moment în care viteza de variaţie în timp

a fluxului prin conturul dat este maximă. Modificarea în timp a acestei viteze de variaţie urmează întocmai variaţia câmpului magnetic şi vom obţine deci viteza maximă de variaţie dacă în ecuaţia noastră înlocuim intensitatea medie H_m a câmpului magnetic prin intensitatea sa *maximă*. Egalând deci intensitatea câmpului electric indus cu *1/c* înmulţit cu viteza de variaţie a fluxului magnetic, rezultă

$$2E = \frac{\lambda H}{ct/2} \; sau \; E = \frac{\lambda H}{ct}$$

Am definit pe *t* ca timpul în care unda se deplasează cu o lungime de undă λ, prin urmare λ/t este viteza *v* a undei; avem deci

$$E = \frac{v}{c} H$$

În acelaşi mod putem aplica şi cealaltă lege care leagă circulaţia câmpului magnetic de-a lungul unui contur de variaţia fluxului electric şi se obţine rezultatul că

$$H = \frac{v}{c} E$$

Cu alte cuvinte, dintr-o lege rezultă că *E* şi *H* sunt în acelaşi raport ca *v* către *c*, iar din cealaltă că ele sunt în raportul *c* către *v*. Este limpede că aceasta nu este posibil decât dacă $v = c$, iar *H* şi *E* sunt egale.

Am obţinut deci rezultatul că într-o undă electromagnetică câmpurile electric şi magnetic sunt egale; ele sunt perpendiculare unul pe celălalt şi faţă de direcţia de propagare. Unda se deplasează cu viteza c.

La scurt timp după ce Maxwell a ajuns la aceste concluzii pornind de la legile câmpului electromagnetic, H. Hertz a dovedit experimental existenţa acestor unde şi a confirmat deci deducţiile lui Maxwell. Asemenea unde electromagnetice sunt folosite ca unde radio pentru a transmite semnale audio şi video. În figura 17 este reprezentată schema de principiu a celei mai simple antene de radio. În practică trebuie să se mai adauge o instalaţie care să producă curentul electric de înaltă frecvenţă ce trece prin fir.

Consideraţiile făcute aici arată de asemenea că undele electromagnetice sunt unde transversale, cu alte cuvinte câmpurile electric şi magnetic trebuie să formeze unghiuri drepte cu direcţia de propagare. Într-adevăr, dacă am încerca să modificăm figura astfel încât unul sau ambele câmpuri să fie paralele cu *OX*, nu am

putea obţine concordanţa cu legile fundamentale.

Când ne ocupăm de o undă transversală, trebuie să cunoaştem starea ei de „polarizare". De exemplu, în cazul undelor din figura 18, câmpul electric are totdeauna direcţie verticală. Am fi putut la fel de bine studia o undă care să se deplaseze de-a lungul lui *OX*, având câmpul electric în direcţie orizontală şi pe cel magnetic în direcţie verticală. Aceste două tipuri de unde se deosebesc radical. De exemplu, un receptor de radio cu antena dreaptă şi verticală va recepta una dintre ele, dar nu şi pe cealaltă. O altă formă posibilă de unde se obţine combinând două unde de aceeaşi lungime de undă şi cu aceeaşi direcţie de propagare, una având câmpul electric vertical şi cealaltă orizontal, şi care se succed astfel încât nodurile uneia să urmeze la un sfert de lungime de undă nodurile celeilalte. Să considerăm un punct, cum ar fi *A* din figura 18, în care. în momentul considerat, una dintre unde are câmpul electric îndreptat în sus. Când această undă se va fi deplasat cu un sfert de lungime de undă, câmpul său electric va fi în acest punct egal cu zero, dar între timp câmpul celeilalte unde va fi atins valoarea sa maximă şi va fi îndreptat, de exemplu, înainte. După un alt sfert de undă va sosi nodul undei orizontale şi deci nu va exista nici o contribuţie a câmpului orizontal la câmpul electric din acest punct, dar acum prima undă contribuie cu un câmp electric îndreptat în jos ş.a.m.d. Se poate arăta că într-un astfel de caz câmpul electric are totdeauna o mărime constantă, dar direcţia sa se roteşte cu viteză constantă în jurul axei de propagare, trecând de la cea îndreptată în sus prin cea îndreptată înainte la cea îndreptată în jos şi aşa mai departe.

Aceasta este ceea ce se numeşte o undă polarizată circul ar drept. Într-o undă polarizată circular stâng, câmpul electric se roteşte în sens opus. Întocmai cum am putut obţine o undă polarizată circular prin combinarea a două unde plan polarizate de tipul celei din figura 18, putem construi invers o undă plan polarizată prin combinarea adecvată a două unde cu polarizări circulare de semn diferit.

ENERGIA CÂMPULUI

Vom face o ultimă remarcă asupra legilor electromagnetismului în legătură cu problema energiei. Să considerăm două sarcini electrice destul de depărtate una de alta. Ele se resping, şi de aceea, pentru a le aduce laolaltă de la distanţe mari, trebuie să efectuăm un lucru mecanic împotriva forţei de respingere. Putem recupera acest lucru mecanic lăsând sarcinile să se separe din nou. Ca în toate problemele de mecanică, ne imaginăm că această energie recuperabilă este înmagazinată sub formă de energie potenţială. Atât timp cât nu ne interesează decât problema de statică, nu are importanţă dacă ne imaginăm această energie ca fiind înmagazinată

în sarcinile înseşi sau distribuită în tot câmpul, dar atunci când avem de-a face cu fenomene ondulatorii nu ne mai putem permite să ignorăm acest lucru. Ne dăm imediat seama de aceasta dacă ne gândim la faptul că undele pot transmite energie de la un emiţător Ia un receptor radio. Viteza undelor fiind limitată, energia va fi pierdută de emiţător înainte ca ea să poată fi culeasă de receptor şi, pentru ca să se conserve, ea trebuie să fi existat între timp undeva. Singura posibilitate este ca ea să fi existat în unda care se propagă de la emiţător la receptor. Trebuie deci să ne imaginăm că energia este distribuită în câmp. Pentru a determina cantitatea de energie a câmpului trebuie calculată energia pe care o pierd sarcinile şi curenţii ce au produs câmpul şi scăzut din ea lucrul mecanic pe care câmpul 1-ar fi putut efectua în acest timp asupra altor sarcini sau curenţi.

Nu vom urmări acest raţionament în detalii cantitative, ci vom arăta rezultatul, şi anume că densitatea de energie, adică energia pe unitatea de volum, este egală cu

$$\frac{1}{8\pi}(E^2 + H^2)$$

Putem vedea uşor că aceasta este o formă rezonabilă pentru energie, aplicând-o la exemplul particular al condensatorului cu plăci paralele (fig. 11). Am văzut că în acest caz câmpul electric între plăci este uniform şi egal cu

$$E = \frac{V_2 - V_1}{d}$$

Volumul spaţiului dintre plăci este dA, unde A este suprafaţa unei plăci; energia totală, egală cu energia pe unitatea de volum înmulţită cu volumul, este deci

$$\frac{(V_1 - V_2)^2 A}{8\pi d}$$

Ne amintim, de asemenea, că sarcina pe unitatea de suprafaţă este

$$\frac{V_1 - V_2}{4\pi d}$$

şi deci sarcina totală este

$$Q = \frac{(V_1 - V_2)A}{4\pi d}$$

Rezultă că expresia pentru energia totală este

$$\frac{1}{2}(V_1 - V_2)Q$$

La prima vedere s-ar părea că energia trebuie să fie de două ori mai mare, deoarece ne putem imagina că starea finală a condensatorului a fost atinsă pornind de la plăci neutre, transferând sarcină de Ia una Ia alta. Deoarece energia necesară pentru aceasta este egală cu sarcina înmulţită cu diferenţa de potenţial, ea trebuie deci să aibă expresia $Q(V_1—V_2)$. Totuşi, trebuie să ne amintim faptul că, atunci când plăcile sunt neîncărcate, nu există nici o diferenţă de potenţial între ele şi deci, transferând gradat sarcină, iniţial aceasta se face împotriva unei diferenţe de potenţial nule, care creşte apoi de la zero până la valoarea $V_1—V_2$ Diferenţa de potenţial medie împotriva căreia acţionăm este deci tocmai

$$\frac{1}{2}(V_1 - V_2)$$

şi aceasta dovedeşte că expresia noastră pentru energie este corectă.

Faptul că un câmp magnetic are şi o energie a devenit clar încă de când am discutat autoinducţia.

Cititorii care au unele cunoştinţe experimentale de electricitate şi de magnetism ar putea fi miraţi de faptul că în tot acest capitol de electromagnetism nu am amintit nimic despre constanta dielectrică şi despre permeabilitatea magnetică sau despre inducţia electrică D şi inducţia magnetică B. Explicaţia constă în faptul că acestea nu apar în legile fundamentale; ele sunt necesare numai pentru a descrie comportarea obiectelor materiale în câmpuri electrice şi magnetice. Această comportare poate fi în prezent explicată în principiu cunoscând structura atomică a corpurilor. Din acest punct de vedere, mărimi ca inducţia sunt construcţii matematice comode pentru a descrie modul în care reacţionează faţă de un câmp electric sau magnetic sistemele formate dintr-un mare număr de atomi. Ele sunt consecinţe ale legilor fundamentale ale fizicii, dar nu fac parte din acestea.

3
Lumina

SPECTRU. INTERFERENŢĂ. UNDE

Newton, care a pus bazele ştiinţifice ale mecanicii, a acordat de asemenea mult interes proprietăţilor luminii. El a studiat, între altele, spectrele, adică sistemele de benzi colorate care se obţin

atunci când un fascicul îngust de lumină albă străbate o bucată de sticlă sau de alt material transparent ale cărei feţe nu sunt paralele. Cel mai cunoscut exemplu de spectru îl constituie curcubeul, care-apare atunci când lumina Soarelui străbate picăturile de ploaie din aer. În laborator, fenomenul se studiază cel mai frecvent cu ajutorul prismei confecţionată din sticlă; triunghiul din figura 20 reprezintă o secţiune printr-o astfel de prismă.

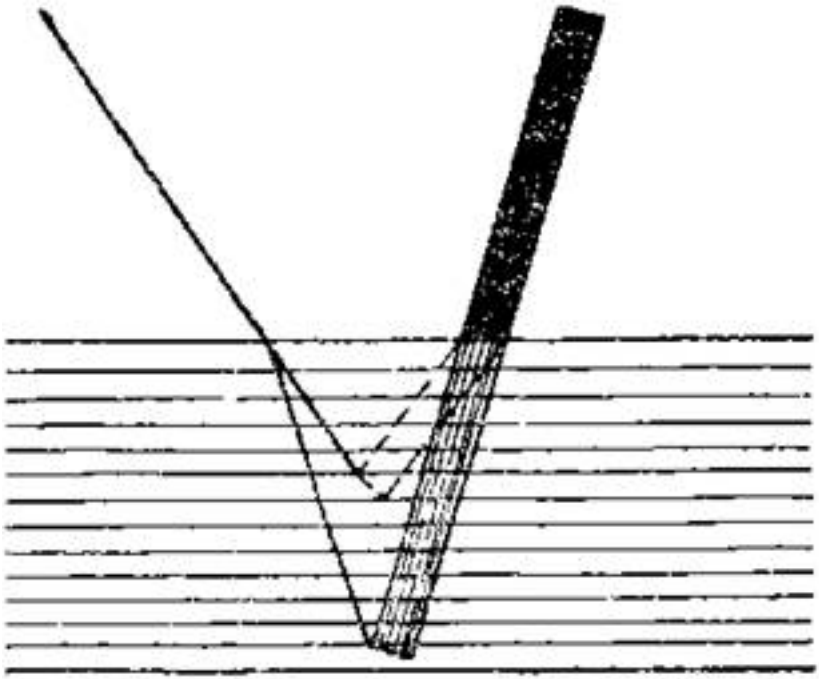


Fig. 19. Refracţie

In ambele cazuri, vedem în locul luminii albe o bandă cu „toate culorile curcubeului", începând cu roşu, trecând prin portocaliu, galben, verde la albastru şi, în sfârşit, ajungând la violet. Newton a explicat apariţia spectrului prin faptul că lumina albă este în realitate un amestec din toate aceste culori, iar picătura de apă sau prisma nu sunt altceva decât mijloace de a separa diferitele culori unele de altele.

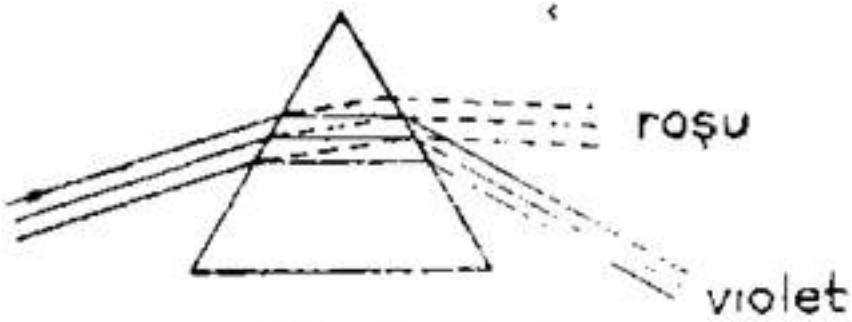


Fig. 20. Prismă

Această separare se datoreşte fenomenului de refracţie, care are loc când lumina trece oblic prin suprafaţa de separaţie a două substanţe transparente, cum ar fi, în exemplele noastre, sticla şi aerul sau apa şi aerul. Atunci raza de lumină se frânge, îşi schimbă direcţia. Aceasta se poate demonstra foarte uşor: un băţ drept, care are un capăt în apă şi a cărui direcţie nu este perpendiculară pe suprafaţa apei, ne apare ca fiind frânt în punctul unde pătrunde în apă (fig. 19). Spectrul apare datorită faptului că razele de lumină de diferite culori care compun lumina albă sunt refractate în mod diferit. Acest fenomen este schiţat în figura 20, unde liniile punctate indică drumul luminii roşii, iar cele pline drumul luminii violete..

Nu vom intra aici în explicaţia fenomenului de refracţie, întrucât acesta este legat de structura atomică a mediilor transparente. Important este însă să ne dăm seama că nu putem găsi legi simple pentru lumină decât studiind nu lumina albă obişnuită, ci lumina de o singură culoare. Aceasta poate fi obţinută, de exemplu, făcând să treacă lumina printr-o prismă, ca în figura 20, şi punând apoi în calea ei un paravan cu o fantă îngustă, care nu lasă să treacă prin ea decât o parte îngustă a spectrului, de o anumită culoare. O asemenea lumină de o singură culoare se numeşte monocromatică, iar aparatul care o selectează din lumina albă, obişnuită, monocromator.

Un mod mai simplu de a obţine lumină monocromatică constă în a utiliza o sursă care dă direct o asemenea lumină. In acest scop putem folosi o flacără de gaz care să nu fie prea luminoasă, cum ar fi flacăra albăstruie a unui aragaz obişnuit, punând în ea o substanţă care conţine sodiu, de exemplu sare de bucătărie. Se obţine o lumină galbenă strălucitoare, care practic este monocromatică. Acelaşi tip de lumină se obţine şi în tuburile de descărcări electrice dacă ele conţin sodiu. Asemenea tuburi sunt uneori folosite ca becuri pentru iluminarea străzilor. Explicaţia acestui fapt va reieşi din cele ce urmează.

Newton a observat şi fenomenul de interferenţă a luminii. Un caz tipic de interferenţă poate fi observat atunci când o sursă de

lumină monocromatică, de exemplu o flacără de sodiu, se reflectă într-o placă de sticlă subţire cu feţele riguros plane. Atunci imaginea reflectată a flăcării nu apare uniformă, ci e străbătută de dungi luminoase alternând cu altele întunecate, aşa-numitele „franje de interferenţă". Newton nu a găsit explicaţia interferenţei; ea a fost dată mai târziu în lucrările lui Huygens şi Fresnel, care au arătat că tocmai asemenea franje de interferenţă ar trebui să apară dacă lumina ar consta din unde.

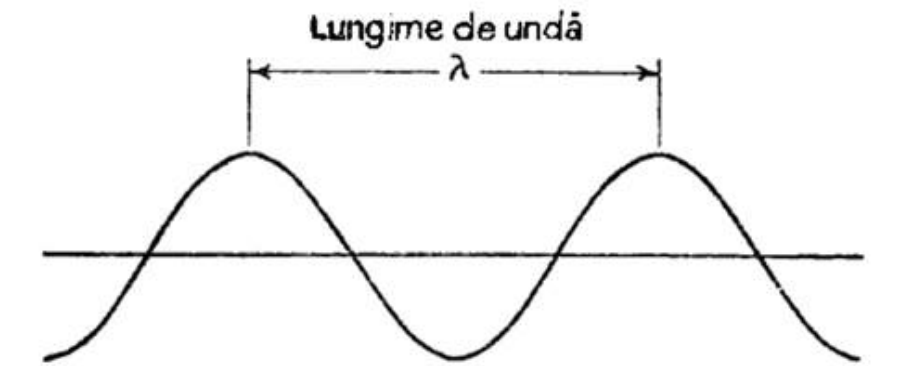


Fig. 21. Undă

Undele sunt cunoscute în multe ramuri diferite ale fizicii. Ele apar totdeauna atunci când un mediu extins este perturbat de o forţă exterioară. Exemplul cel mai des întâlnit în experienţa de toate zilele îl constituie undele de la suprafaţa apei, care apar atunci când suprafaţa mării este frământată de vânt sau atunci când aruncăm o piatră într-un bazin. În acest din urmă caz, ele au de obicei forma unor cercuri concentrice, care se răspândesc în apă de la locul unde a căzut piatra. În secţiune, undele se înfăţişează ca în figura 21. Aici linia dreaptă orizontală indică suprafaţa apei înainte de trecerea perturbaţiei, iar linia ondulată indică perturbaţia. Ea constă din creste de undă care se succed la intervale regulate, alternând cu depresiuni sau „văi“. Distanţa dintre două creste succesive este cunoscută sub denumirea de lungime de undă şi se notează de obicei cu litera grecească λ. Numărul de creste care trec pe secundă printr-un punct fix se numeşte frecvenţă. Aceasta este egală cu viteza undei împărţită la lungimea de undă. O altă formă de mişcare a undelor o constituie sunetul. După cum ştim, sunetul care se propagă prin aer se datoreşte unei mişcări ondulatorii a aerului. Dacă sunetul corespunde unei note muzicale pure, avem iarăşi de-a face cu o undă simplă, ca aceea din figura 21, dar de data aceasta unda reprezintă nu forma suprafeţei apei, ci schimbările de presiune a aerului. în punctele corespunzătoare crestelor undelor, aerul este comprimat, iar în depresiuni este

destins, adică se află la o presiune sub cea normală. Atunci când unda se deplasează, crestele şi văile se deplasează şi ele, astfel încât un punct care la un moment dat se afla într-o vale va ajunge după trecerea unei jumătăţi de lungime de undă, pe o creastă. Aceasta înseamnă că în acest punct aerul, care înainte era destins, acum este comprimat şi deci spre acest punct trebuie să aflueze o oarecare cantitate de aer din vecinătatea tui. După trecerea celeilalte jumătăţi de lungime de undă, aceeaşi cantitate de aer va pleca înapoi. Prin urmare, în acest caz, mişcarea aerului se produce în direcţia deplasării undei (în figură de la stânga la dreapta şi înapoi la stânga alternativ). Într-un asemenea caz vorbim despre unde longitudinale. În cazul undelor de apă, suprafaţa apei se ridică şi coboară înapoi şi mişcarea are loc în principal într-o direcţie ce formează un unghi drept cu cea în care se deplasează unda; avem de-a face aici cu unde transversale.

Cu undele electromagnetice ne-am întâlnit încă în capitolul precedent. Vom vedea imediat că ele au o strânsă legătură cu lumina.

Pentru a înţelege însă cum se produce interferenţa, nu este necesar să cunoaştem natura undelor. Singurul lucru care ne interesează este că avem de-a face cu o mărime care oscilează în modul arătat în figura 21.

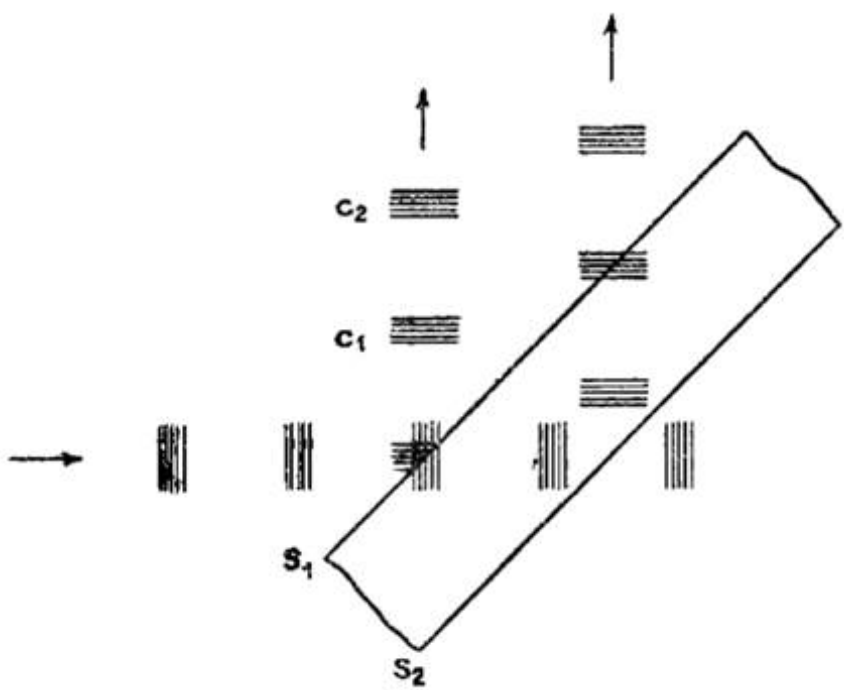


Fig. 22. Interferenţe Ia o suprafaţă de sticlă

Să considerăm o astfel de undă reflectată de o placă de sticlă, ca în figura 22. Aici liniile înclinate, notate prin S_1 şi S_2, indică suprafeţele plăcii de sticlă. Unda soseşte din stânga şi regiunile haşurate indică crestele undelor. O parte din lumină este reflectată de partea anterioară a plăcii de sticlă. În momentul ilustrat de figură, una dintre creste a atins această suprafaţă şi deci începe să fie reflectată de ea în sus. Atunci când unda incidentă era exact cu o lungime de undă în urmă, creasta de undă precedentă tocmai atinsese suprafaţa Si dând naştere unei alte creste de undă reflectate, care între timp a parcurs o lungime de undă în sus. Aceasta este arătată acum în poziţia C_1, cea precedentă în poziţia C_2 etc.

Dar numai o mică fracţiune de lumină este reflectată la suprafaţa plăcii de sticlă; restul îşi continuă drumul (de fapt într-o direcţie uşor modificată, datorită refracţiei, dar pentru simplificare vom neglija aceasta) până când atinge suprafaţa dinapoi a plăcii S_2. În situaţia aleasă în figură, prin suprafaţa dinapoi tocmai trece o depresiune şi, din aceleaşi cauze ca mai înainte, unda reflectată în sus are şi ea o depresiune în acest punct. În momentul considerat, creasta de undă imediat precedentă a avut timp să parcurgă o jumătate de lungime de undă în sus.

Observăm astfel că în cele două unde reflectate, una de suprafaţa anterioară, cealaltă de suprafaţa posterioară a plăcii de sticlă, crestele fiind aşezate în zigzag, la înălţimea unde una din unde are o creastă, cealaltă are o vale şi invers. În realitate, aceste unde se suprapun. Le-am reprezentat ca şi cum ar fi foarte înguste, căci astfel desenul ar fi fost neclar. În realitate însă, atât unda incidentă, cât şi cele reflectate au o lărgime considerabilă. Ambele unde reflectate se propagă în sus, suprapunându-se una peste alta, şi întrucât în orice punct efectele lor sunt opuse, una producând o creastă acolo unde cealaltă produce o vale, rezultatul suprapunerii va fi că ele se vor anula una pe alta. În situaţia ilustrată în figură nu vom observa deci nici o lumină reflectată.

Acest rezultat depinde, evident, de raportul dintre drumul parcurs de undă prin placă şi lungimea de undă. Dacă placa ar fi fost puţin mai groasă, am fi putut avea o situaţie în care sosirea unei creste de undă pe ar fi coincis cu sosi rea unei alte creste pe S_2. În acest caz cele două unde reflectate s-ar fi întărit una pe alta în loc să se anuleze. Rezultatul depinde şi de unghiul sub care unda atinge placa. Dacă întoarcem placa astfel încât ea să se apropie mai mult de poziţia verticală, drumul undei prin placă se va scurta şi din nou vom ajunge la o poziţie când undele se vor întări una pe alta. Este exact situaţia cu care ne-am întâlnit când am privit o flacără reflectată de o placă de sticlă. Diferitele părţi ale flăcării le

vedem reflectate de placă sub unghiuri întrucâtva diferite şi, dacă lumina constă cu adevărat din unde, trebuie să ne aşteptăm ca în unele direcţii să găsim o imagine vie, iar în altele nici o imagine.

Toate detaliile structurii unor asemenea franje de interferenţă, adică modul cum depind ele de grosimea plăcii şi de unghiuri şi modul cum variază intensitatea de la o bandă luminoasă la una întunecată, sunt în perfectă concordanţă cu previziunile teoriei ondulatorii. Comparând distanţa dintre franje pentru un unghi dat şi o grosime dată a plăcii, putem stabili lungimea de undă a undei incidente.

În felul acesta se stabileşte că lungimea de undă a luminii vizibile este ceva mai mică decât a zecea mia parte dintr-un centimetru. De exemplu, lungimea de undă a luminii vaporilor de sodiu este de aproximativ $6x10^{-5}$ cm. (Aici am folosit o generalizare a notaţiei prescurtate a numerelor, menţionată mai înainte. Prin 10^{-5} înţelegem 1/100.000, adică 1 împărţit la 1 urmat de 5 zerouri, sau în formă zecimală 0,00001, adică o fracţie zecimală cu 5 zerouri înaintea unităţii.) Putem acum înţelege prin ce se deosebesc diferitele culori. Fiecare culoare corespunde unei anumite lungimi de undă. În curcubeu, lungimile de undă scad treptat dinspre roşu spre violet. Cea mai scurtă lungime de undă, cea a luminii violete, este aproximativ de două ori mai mică decât cea a luminii roşii.

Dacă încercăm să obţinem o imagine de interferenţă folosind nu lumină monocromatică, ci lumină albă, undele din partea roşie a spectrului îşi vor avea franje întunecate în locuri diferite de cele, de exemplu, ale luminii albastre. Se obţin astfel franje colorate, care însă nu se pot vedea prea uşor. Ele sunt mult mai vizibile dacă în locul unei plăci de sticlă folosim o peliculă subţire, cu o grosime foarte puţin diferită de lungimea de undă a luminii. În acest caz franjele sunt mult mai late şi culorile se disting mai bine. Aceasta este explicaţia culorilor din bulele de săpun sau din picăturile de ulei de pe suprafaţa apei.

DIFRACŢIE. POLARIZARE. VITEZĂ

Un alt mijloc important pentru a demonstra interferenţa ni-l oferă reţeaua de difracţie. Prin reţea de difracţie înţelegem o serie de linii paralele situate la distanţe egale unele de altele. Acestea ar putea fi, de exemplu, nişte linii zgâriate pe suprafaţa unei oglinzi sau nişte fire subţiri paralele. Dacă undele de lumină cad pe o asemenea reţea de difracţie, obţinem o imagine ca cea din figura 23. Aici cercurile indică liniile reţelei în secţiune. Direcţia de propagare a undei incidente formează un unghi α cu planul reţelei (şi aici crestele de undă sunt arătate haşurat). De pe fiecare linie a reţelei se obţine o undă reflectată (porţiunile mici haşurate arată creşterea undelor reflectate într-o direcţie anumită). Toate aceste unde reflectate se suprapun unele peste altele şi rezultatul va fi diferit după cum undele reflectate de fiecare linie a reţelei au toate crestele în aceeaşi poziţie şi deci se întăresc unele pe altele sau, dimpotrivă, se anulează unele pe altele. Figura 23 a reprezintă situaţia în care ele se anulează, iar figura 23 b reprezintă aceeaşi reţea, pentru lumină de aceeaşi lungime de undă, dar în cazul unor unde reflectate într-o direcţie puţin diferită; aici undele se întăresc unele pe altele.

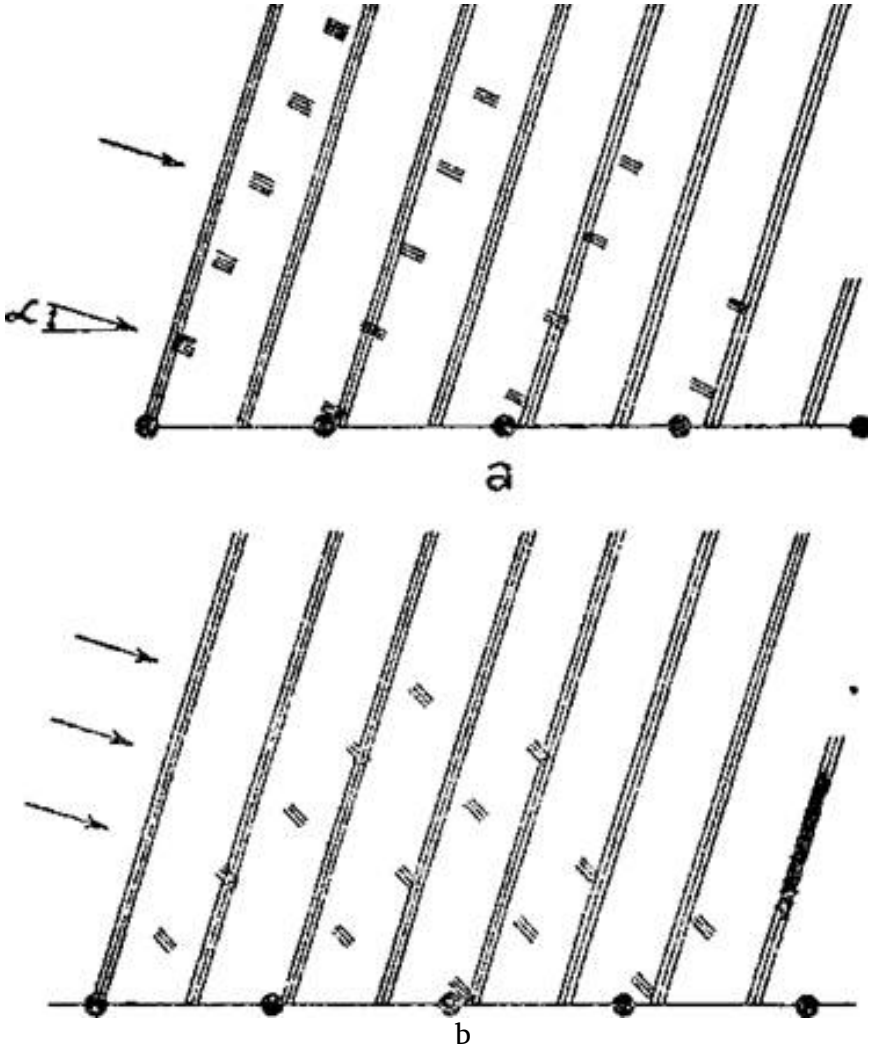


Fig. 23: a) difracţia pe o reţea; b) aceeaşi difracţie, într-o altă direcţie

Franjele de difracţie diferă de franjele de interferenţă obţinute cu ajutorul unei plăci deˆsticlă prin faptul că aici se combină nu numai două, ci mai multe unde reflectate.

În cazul general crestele acestor unde se află în cele mai diferite poziţii una faţă de alta şi se anulează aproape în toate direcţiile, cu excepţia unor domenii unghiulare înguste în care poziţiile crestelor coincid, sau, cum se spune, sunt în fază. Deci o asemenea reţea ele difracţie reflectă lumina monocromatică numai într-o direcţie strict delimitată, sau descompun lumina albă care cade asupra ei în spectre colorate clare.

Dacă distanţa dintre liniile reţelei este mult mai mare decât lungimea de undă, liniile cele mai nete se obţin atunci când atât

direcţia undei incidente, cât şi direcţia în care observăm lumina reflectată sunt aproape paralele cu suprafaţa reţelei. Acest fapt poate fi folosit pentru a demonstra difracţia fără ajutorul vreunui aparat special.

Să luăm un disc de pikup obişnuit şi să-I punem înaintea ochilor în aşa fel, încât ochiul să privească de-a lungul suprafeţei lui şi să observăm cum se reflectă lumina unei surse de lumină destul de mici, de exemplu a unui bec electric obişnuit. În acest caz şanţurile discului acţionează ca o reţea de difracţie şi vedem astfel o serie de imagini ale lămpii, fiecare colorată în toate culorile spectrului. Această demonstraţie simplă se bazează pe acelaşi principiu ca şi spectrograful de difracţie, un instrument cu ajutorul căruia fizicienii pot determina cu foarte mare precizie lungimea de undă a luminii.

Faptul că reuşim să vedem spectrul numai când privim discul aproape paralel cu suprafaţa lui arată că lungimea de undă a luminii este mult mai mică decât distanţa dintre şanţurile discului, care de obicei este aproximativ egală cu a 1/40-a parte dintr-un centimetru. Estimând unghiul sub care apar spectrele de difracţie, se poate arăta uşor că lungimea ele undă a luminii este de câteva sute de ori mai mică decât această distanţă, în concordanţă cu valoarea citată mai înainte.

Studiul luminii arată, de asemenea, că ea constă din unde transversale (unde electromagnetice). Putem produce două unde de lumină ele aceeaşi culoare, adică de aceeaşi lungime de undă, care să se deplaseze în aceeaşi direcţie şi care să fie, totuşi, diferite prin direcţiile lor de oscilaţie. Vorbim în acest caz de lumină polarizată diferit. În prezent, cea mai cunoscută este metoda de obţinere a luminii polarizate cu ajutorul filtrelor de polarizare (polaroizi). Polaroidul este o placă de material plastic, transparentă pentru lumina polarizată într-o anumită direcţie, dar opacă pentru lumina polarizată în direcţie perpendiculară pe aceasta. Dacă se aşază două asemenea filtre unul peste altul şi se roteşte primul faţă de cel de-al doilea, se poate găsi o poziţie în care perechea de filtre lasă să treacă aproape tot atâta lumină ca şi fiecare filtru separat. în acest caz, filtrele sunt în aceeaşi poziţie. Rotind unul din filtre cu 90°, se împiedică practic complet trecerea luminii prin perechea de filtre. Acest efect se foloseşte într-un anumit tip de film stereoscopic, în care iluzia de profunzime se obţine făcând ca cei doi ochi ai spectatorului să vadă imagini uşor diferite, aşa cum se întâmplă atunci când privim obiectele reale din spaţiu. Spectatorul poartă ochelari polaroizi, astfel încât ochiul stâng vede numai lumina cu polarizare verticală, iar ochiul drept pe cea cu polarizare orizontală. Lumina proiectată pe ecranul cinematografic este alcătuită din două imagini simultane, care au fost fotografiate cu două aparate, plasate

respectiv în poziţia ochiului stâng şi a ochiului drept; fiecare dintre cele două imagini este proiectată cu lumină polarizată.

Toate aceste rezultate dovedesc că lumina constă din unde transversale. Viteza lor, care este foarte mare, a fost măsurată prin mai multe metode.

Prima determinare a vitezei luminii a fost efectuată de către astronomul danez Römer, care a observat traiectoria satelitului planetei Jupiter atunci când aceasta se apropiase foarte mult de Pământ. Cunoscând traiectoria, Römer a calculat momentul când satelitul urma să treacă între Jupiter şi Pământ, ceea ce se putea observa după umbra sa. Totuşi, aceasta s-a întâmplat ceva mai târziu decât calculase el. Era imposibil să se explice această discrepanţă prin vreo eroare în calcule sau în observarea orbitei satelitului Römer a ajuns la concluzia că luminii i-a trebuit un timp finit pentru a ajunge de la Jupiter pe Pământ. Întrucât, în momentul apariţiei satelitului, Jupiter se afla ceva mai departe de Pământ decât fusese iniţial, trecerea satelitului trebuia să se vadă mai târziu. Römer a determinat viteza pe care ar trebui s-o aibă lumina pentru a înlătura această neconcordanţă; rezultatul său nu a fost departe de valoarea corectă, aproximativ $3x10^{10}$cm/s, valoare care a fost confirmată ulterior prin observaţii mai precise de acelaşi tip, ca şi prin experienţe de laborator.

După cum am văzut mai înainte, undele electromagnetice au exact aceeaşi viteză ca lumina şi sunt tot unde transversale. Este deci firesc că considerăm undele de lumină ca fiind o formă de unde electromagnetice.

LUMINA CONSTĂ DIN UNDE ELECTROMAGNETICE

Această concepţie a fost pe deplin confirmată de cercetările ulterioare. Un oarecare sprijin în favoarea ei îl aduce imediat faptul că, dacă undele de lumină sunt într-adevăr unde electromagnetice, ar trebui în general să ne aşteptăm ca obiectele bune conducătoare de electricitate să fie opace pentru lumină. Într-adevăr, undele electromagnetice au câmpuri electrice care ar pune imediat în mişcare sarcinile electrice mobile din conductor. Ştim însă că o asemenea mişcare este însoţită de frecare, sau „rezistenţă", şi deci de o transformare de energie în căldură. Conform legii conservării energiei, această energie trebuie să provină de undeva, şi singura posibilitate este ca ea să provină din undele electromagnetice înseşi. Ca rezultat, unda trebuie să slăbească. De aceea o astfel de undă nu poate pătrunde prea adânc într-un conductor fără ca aproape întreaga ei energie să fie transformată în căldură. Şi, într-adevăr, toate metalele absorb lumina. Un studiu mai atent al fenomenelor care au loc atunci când o undă electromagnetică atinge suprafaţa unui conductor duce la concluzia că aproape întreaga undă trebuie

să fie, de fapt, reflectată. Şi aici teoria electromagnetică a luminii dă un rezultat just, căci încă din timpuri străvechi se ştie că suprafeţele şlefuite ale metalelor acţionează ca reflectatoare de lumină, ca o oglindă.

Cunoştinţele noastre asupra structurii materiei ne permit, pe baza teoriei electromagnetice a luminii, să înţelegem pe deplin fenomenele emisiei şi absorbţiei luminii ca şi a reflexiei şi refracţiei luminii în diferite medii. Aceasta constituie confirmarea definitivă a faptului că lumina constă din unde electromagnetice.

Avem deci aici unul dintre cazurile în care o întreagă ramură a fizicii poate fi redusă la legi fundamentale ale naturii, deduse dintr-o altă ramură. Legile câmpului electromagnetic, care au fost expuse sumar în capitolul precedent, conţin toate legile care descriu propagarea luminii. Aceasta nu înseamnă că optica, adică disciplina ştiinţifică privitoare la lumină, este astăzi mai puţin importantă decât în trecut. În sarcina ei a rămas aplicarea legilor fundamentale cunoscute la studiul interacţiunii dintre lumină şi diferitele substanţe, construirea instrumentelor optice şi studiul proprietăţilor ochiului omenesc. Ea nu mai conţine nimic misterios, care nu ar putea fi studiat pe baza legilor generale, cu excepţia fenomenelor cuantice, la care vom reveni în capitolul 7.

Aşadar, undele de lumină sunt unde electromagnetice de acelaşi tip cu cele folosite în radiocomunicaţii. Singura deosebire dintre ele constă în lungimea lor de undă. Undele de lumină au o lungime de undă cam de un milion de ori mai mică decât a celor mai scurte unde folosite, de exemplu, în emisiunile de televiziune.

Se pot produce şi unde electromagnetice de orice lungime de undă intermediară între aceste două regiuni, dar ele nu sunt vizibile ochiului omenesc. Radiaţia termică conţine lungimi de undă de cel mult o sutime de centimetru. Căldura pe care o simţim atunci când apropiem mâna de o sobă fierbinte se datoreşte faptului că orice obiect fierbinte emite unde calorice, adică unde electromagnetice de o lungime de undă mult mai mare decât a luminii, dar mai mică decât a undelor radio.

Undele calorice de lungime de undă ceva mai mică, doar cu puţin mai mare decât cea a luminii roşii, sunt cunoscute sub denumirea de radiaţii „infraroşii". Acestea sunt emise cu mare intensitate de către obiectele fierbinţi, încălzite aproape până la roşu, adică imediat înainte ca ele să producă lumină vizibilă.

Dacă un obiect, de exemplu un fir metalic, este încălzit mai departe, el emite lumină roşie vizibilă. La o temperatură şi mai ridicată el devine alb, adică radiaţia lui acoperă tot domeniul spectrului vizibil. El începe atunci să emită şi unde de o lungime de undă prea scurtă pentru a fi vizibile. Asemenea unde, a căror

poziţie în spectru este imediat dincolo de violet, sunt cunoscute sub denumirea de radiaţii „ultraviolete". Ele sunt produse deosebit de uşor în tuburile de descărcări electrice, dintre care forma cea mai uzuală este lampa cu vapori de mercur, care emite o radiaţie ultravioletă destul de intensă.

Făcând să crească diferenţa de potenţial între bornele unui asemenea tub, putem produce lumină ultravioletă de lungime de undă din ce în ce mai scurtă. La lungimi de undă de câteva mii de ori mai mici decât a luminii vizibile, undele îşi schimbă din nou caracteristicile şi poartă numele de radiaţii Röntgen (raze X). Undele cu lungimi de undă de câteva mii de ori mai mici încă decât a radiaţiilor Röntgen sunt cunoscute sub numele de radiaţii gamma. De acestea ne vom ocupa mai târziu.

Această varietate de denumiri indică doar faptul că undele cu lungimi de undă atât de diferite se deosebesc prin mijloacele folosite în practică pentru a le produce, prin efectele lor asupra diferitelor substanţe şi prin metodele cu ajutorul cărora pot fi detectate. Legile fundamentale ale câmpului electromagnetic sunt însă valabile pentru oricare dintre ele, în întreg domeniul de lungimi de undă, de la undele radio până la radiaţiile gamma.

S-ar putea spune deci că în acest capitol nu am învăţat nimic nou despre legile de bază ale naturii. Am găsit pur şi simplu un nou domeniu de aplicaţie pentru legi pe care le cunoaştem. Dar, după cum vom vedea, lumina şi celelalte radiaţii electromagnetice s-au dovedit de cea mai mare importanţă pentru stabilirea unor noi legi ale naturii. Studiul lor a fost de însemnătate capitală atât pentru înţelegerea structurii materiei, cât şi pentru a înţelege ce precizări trebuiau aduse legilor fundamentale ale mecanicii şi ale câmpului electromagnetic.

TEORIA EMISIEI. OPTICA GEOMETRICĂ

Este interesant să comparăm teoria ondulatorie a luminii cu ideile mai vechi. Imaginea care se impunea ca cea mai plauzibilă era că o lampă sau o altă sursă de lumină emite mici particule care se mişcă rectiliniu cu mare viteză până când ajung la ochiul nostru, sau Ia o placă fotografică, sau la orice aparat cu care pot fi detectate. Aceasta ar explica de ce lumina se propagă în linie dreaptă. Fenomenul refracţiei s-ar putea explica uşor dacă la suprafaţa de separaţie dintre aer şi sticlă sau dintre orice alte două medii transparente ar exista forţe adecvate care să acţioneze asupra „particulelor de lumină". De exemplu, dacă am juca popice pe un teren care să aibă două nivele diferite, cele două nivele fiind unite printr-un povârniş scurt şi abrupt, fiecare bilă care ar porni de pe nivelul superior ar descrie o traiectorie care ar avea exact aspectul

unei raze de lumină ce trece din aer în sticlă. Direcţia sa pe nivelul de jos nu ar fi aceeaşi cu cea cu care a sosit la marginea superioară a povârnişului, ci ar forma cu această margine un unghi mai mare. „Teoria emisiei" a luminii este deci capabilă să explice comportarea razelor de lumină la trecerea lor prin prisme şi lentile. Chiar şi faptul că prisma separă culorile ar putea fi înţeles, presupunând că forţa care acţionează asupra particulelor de lumină la suprafaţa de separaţie ar avea efecte diferite asupra celor de lumină albastră şi celor de lumină roşie.

Caracterul limitat al teoriei corpusculare (emisiei) reiese la studiul fenomenelor de interferenţă şi de difracţie, care stabilesc în mod clar natura ondulatorie a luminii.

Fenomenele de interferenţă şi de difracţie îşi păstrează însă însemnătatea numai câtă vreme avem de-a face cu distanţe nu prea mari faţă de lungimea de undă a luminii; de aceea în majoritatea cazurilor noi nu le observăm decât dacă facem eforturi speciale în acest scop. Este adevărat că am vorbit despre punerea în evidenţă a difracţiei cu ajutorul unui disc de pikup, deşi distanţa dintre şanţuri este încă foarte mare faţă de lungimea de undă a luminii; dar în acest caz a trebuit să privim discul într-un mod special, şi anume sub un unghi atât de mic încât şanţurile să pară depărtate unul de altul numai cu câteva lungimi de undă.

Teoria ondulatorie a luminii ne permite o înţelegere mult mai profundă a naturii acesteia, dar ea nu ar putea fi satisfăcătoare dacă nu ar menţine şi trăsăturile simple ale teoriei corpusculare în toate cazurile în care acestea sunt aplicabile, şi anume atunci când avem de-a face numai cu corpuri situate la distanţe foarte mari faţă de lungimea de undă a luminii. Este important ca teoria ondulatorie să facă în asemenea cazuri exact aceleaşi previziuni cu privire la comportarea luminii, ca şi teoria corpusculară.

Pentru a vedea cum se realizează aceasta, să considerăm mai întâi un exemplu foarte simplu: lumina emisă de o lampă fotografică „blitz". La distanţe foarte mari de lampă, lumina constă din unde plane, cu alte cuvinte se extinde foarte departe perpendicular pe direcţia de propagare, dar durează numai un timp scurt. Aceasta este valabil, de exemplu, pentru declanşarea unei asemenea lămpi situate la o distanţă mare de observator.

Dacă trasăm o dreaptă în direcţia de propagare a luminii şi considerăm la un moment oarecare intensitatea câmpului electric al undei luminoase de-a lungul acestei drepte, obţinem o imagine ca cea din figura 24 a. *OX* este linia de-a lungul căreia se propagă lumina. În fiecare punct al ei, câmpul electric este vertical. Curba diferă de cele văzute de noi mai înainte prin faptul că ea nu continuă să oscileze la infinit, ci este limitată la o regiune relativ

mică. În limitele acestei regiuni, ea prezintă oscilaţii regulate, ca cele din figura 21.

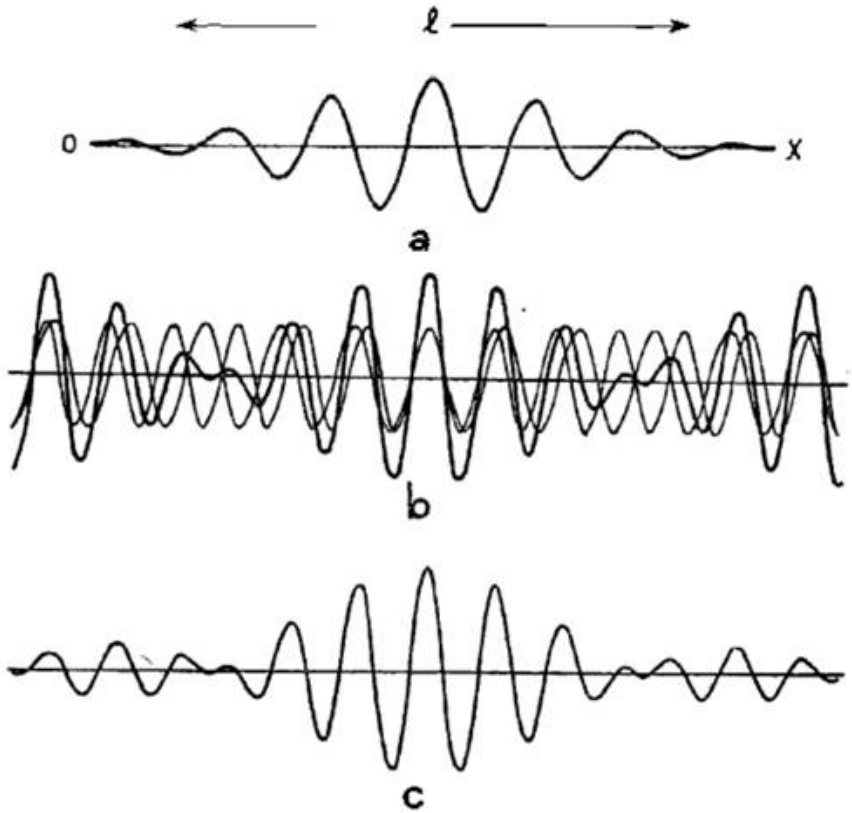


Fig. 24: a) tren de unde; b) combinarea a două unde regulate; c) combinarea a patru unde regulate.

Undele de acest tip sunt cunoscute sub denumirea de „trenuri de unde“ sau „pachete de unde". Un asemenea pachet de unde poate consta din multe unde plane, de lungimi de undă foarte puţin diferite. Pentru a ne convinge de aceasta, să considerăm mai întâi fig. 24 b, în care liniile subţiri reprezintă două unde perfect periodice, de lungimi de undă uşor diferite, iar linia groasă a fost obţinută prin adunarea celor două linii subţiri, astfel încât ea să reprezinte efectul combinat al celor două unde. Această curbă prezintă aşanumitele „bătăi”, adică prezintă oscilații care sunt puternice în locurile în care cele două unde iniţiale se întăresc reciproc şi slabe acolo unde ele acţionează în direcţii diferite. Asemenea bătăi sunt bine cunoscute, de exemplu, în muzică, unde efectul combinat a doua note foarte puţin diferite duce la un sunet tremurat.

În acest exemplu am obţinut, prin folosirea numai a două unde periodice, o undă care încă mai are regiuni de intensitate mare. În

figura 24 c s-a reprezentat rezultatul combinării a patru unde periodice. Aici se observă mult mai puţine regiuni de intensitate apreciabilă, pentru că, în unele locuri în care două unde se întăresc reciproc, celelalte două produc efectul opus. Totuşi, rămân încă multe regiuni de intensitate apreciabilă. Putem continua în modul acesta şi, adunând efectele a din ce in ce mai multe unde periodice care acoperă totdeauna acelaşi domeniu de lungimi de undă, putem distanţa din ce în ce mai mult regiunile de intensitate mare. Pe această cale, pachetul de unde din figura 24 a poate fi considerat ca un caz-1imită al acestui fenomen.

Este uşor să evaluăm acum diferenţa dintre cea mai mică şi cea mai mare lungime de undă pe care trebuie s-o conţină un pachet de unde asemănător celui din figura 24 a. Trebuie doar să ne amintim că dacă *l/2* este distanţa de la centru până la marginea pachetului de unde, aşa cum se arată în figură, toate undele trebuie să fie în fază în centru, pentru a da aici intensitatea maximă, şi să se anihileze reciproc la distanţa *l/2*. Dacă λ_1 şi λ_2 sunt respectiv cea mai mică şi cea mai mare lungime de undă, atunci la distanţa *l/2* vor fi $l/2\lambda_1$ unde întregi din prima categorie și $l/2\lambda_2$ din cealaltă. Deoarece în acest punct undele trebuie să se anihileze, aceste numere trebuie să difere între ele cel puţin cu *l/2*. Rezultă că construirea pachetului nostru de unde este posibilă cu condiţia ca undele periodice pe care le folosim să acoper e un domen iu de lungimi de undă astfel încât

$$l\left(\frac{l}{\lambda_1}-\frac{l}{\lambda_2}\right)=1$$

Acest rezultat poate fi exprimat mai simplu dacă introducem în locul lungimii de undă „numărul de undă“ k, egal cu $1/\lambda$ inversul lungimii de undă, sau numărul de unde pe centimetru. Rezultatul obţinut devine deci

$$l(k_1-k_2)=1$$

sau, cu al te cuvinte. cu cât este mai scurt pachetul de unde pe care vrem să-1 construim, cu atât trebuie să fie mai mare diferenţa dintre numerele de undă pe care urmează să le folosim.

În vid, toate undele periodice din care este construit un pachet de unde se propagă cu aceeaşi viteză şi întregul pachet de unde se deplasează deci fără a-şi modifica lungimea sau forma. Dacă însă trece printr-un mediu refringent (un mediu care refractă lumina), de exemplu printr-o prismă, în care lumina de diferite culori, adică de lungimi de undă diferite, se propagă cu viteze diferite, pachetul de unde se va distorsiona. Atât timp cât se deplasează în vid, comportarea lui nu diferă de aceea a „particulei de lumină” din

teoria emisiei, însă când trece printr-un sistem de lentile, diferenţa de lungime de undă a diferitelor sale părţi constituente duce la complicaţii pe care teoria emisiei nu le prevăzuse.

Până acum am considerat unde limitate numai în ceea ce priveşte direcţia de propagare, dar de lărgime nelimitată. Printr-o generalizare a aceluiaşi raţionament putem însă construi un pachet de unde care are şi o lărgime limitată. In figura 25 se arată cum se poate face aceasta. Aici sunt reprezentate prin linii drepte un număr oarecare de unde periodice, având direcţii puţin diferite; părţile umbrite indică crestele undelor, iar cele albe depresiunile. Ca rezultat se obţine o alternare de regiuni albe şi regiuni foarte întunecate de-a lungul părţii centrale, restul figurii fiind de un cenuşiu uniform. In această figură s-au folosit cinci unde periodice; deasupra şi dedesubtul porţiunii din figură există încă regiuni de mare intensitate. Folosind din ce în ce mai multe unde cu direcţii intermediare, toate aceste regiuni pot fi anihilate.

Aici însă apar noi trăsături. Undele au fost astfel desenate încât de-a lungul liniei centrale toate crestele lor să coincidă. Aceasta înseamnă că undele care sunt mai înclinate faţă de linia centrală trebuie să aibă o lungime de undă mai mică. Prin urmare, undele din pachetul considerat au frecvenţe diferite şi, după un anumit interval de timp, diferitele unde componente se vor combina în mod diferit şi nu se vor mai accentua atât de net de-a lungul liniei centrale. Se vor obţine atunci oscilaţii slabe, care se extind cu timpul de ambele părţi ale liniei mediane. Cu alte cuvinte, un fascicul îngust de lumină nu va rămâne îngust infinit de mult timp, ci se va extinde treptat. Această extindere este imperceptibilă dacă lărgimea fasciculului este foarte mare în comparaţie cu lungimea de undă, deoarece în acest caz direcţiile undelor din fascicul diferă doar cu unghiuri extrem de mici.

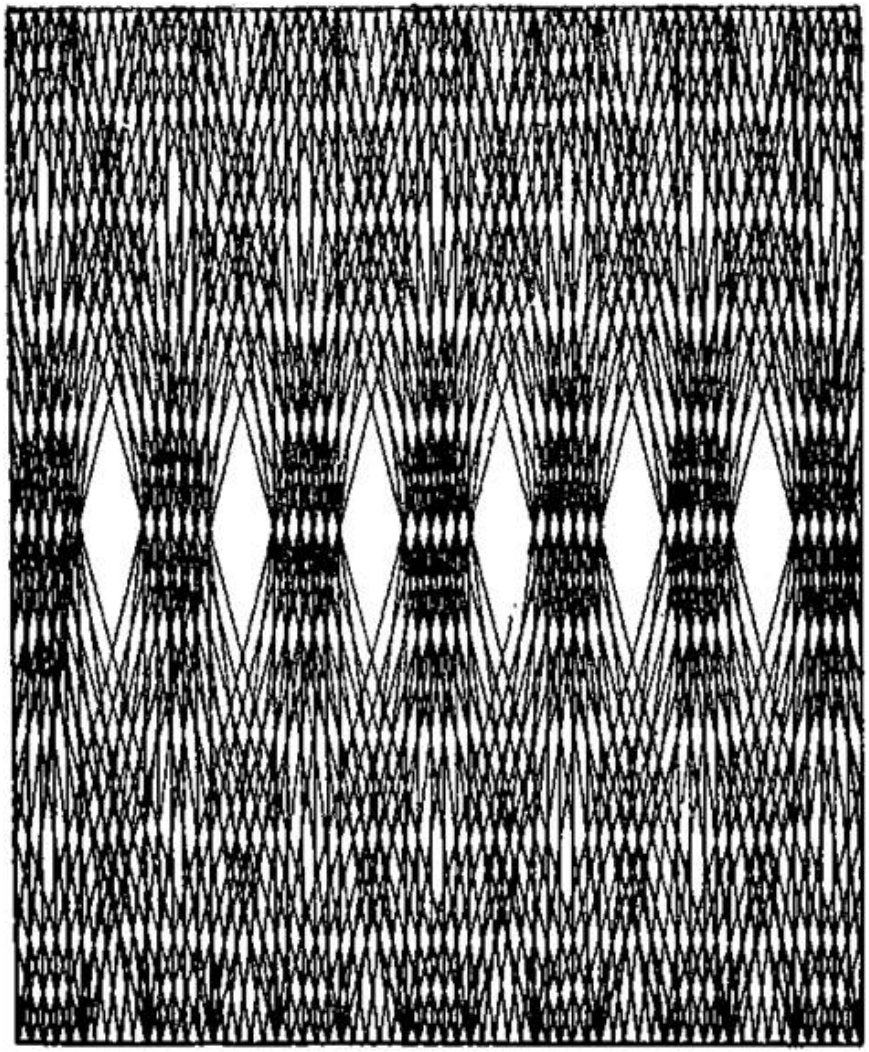


Fig. 25. Pachet de unde de lărgime finită

Astfel, teoria ondulatorie duce la complicaţii neprevăzute de teoria emisiei chiar atunci când se descriu fenomenele care se petrec în vid, nu numai în prisme sau în alte instrumente optice. Pentru un fascicul foarte bine delimitat, cum ar fi cel de la marginea umbrei unui obiect văzut în lumină strict paralelă, teoria ondulatorie prevede ca la distanţe mari marginea nu va rămâne foarte bine delimitată, ci va fi difuză, datorită lărgirii fasciculului.

Pentru toate scopurile practice, adică în cazul surselor de lumină folosite în practică şi al obiectelor de dimensiuni rezonabile, această distorsionare a umbrei este cu totul neînsemnată şi putem deci considera că pachetele de unde limitate, cu lungimi şi lărgimi suficient de mici, se propagă ca şi cum ar fi particule.

Ramura opticii care se ocupă numai cu studiul razelor de

lumină, adică cu traiectoriile unor asemenea pachete de unde, este cunoscută sub denumirea de *optică geometrică*. Ea este satisfăcătoare în ceea ce priveşte proiectarea şi construirea instrumentelor optice, cu condiţia să avem de-a face cu situaţii în care difracţia şi interferenţa nu joacă un rol important.

Din punctul nostru de vedere, aceste fapte sunt interesante din două motive. În primul rând, pentru că ilustrează cum în procesul progresiv al dezvoltării cunoştinţelor noastre asupra legilor naturii reţinem vechile idei ca folositoare şi aproximativ valabile în situaţii adecvate, dar în acelaşi timp trebuie să ştim care sunt limitările lor şi unde trebuie să folosim în mod imperios noile idei rezultate din cunoaşterea mai aprofundată a acestor legi.

În al doilea rând, legătura dintre undele periodice extinse şi pachetul de unde se va dovedi deosebit de importantă mai târziu, când vom discuta natura ondulatorie a materiei.

4
Atomii şi electronii

CHIMIA ŞI IPOTEZA ATOMICĂ

Până acum proprietăţile materiei au intervenit în discuţia noastră asupra legilor naturii doar în mod accidental. Am discutat la mecanică despre corpuri care sunt uşoare şi despre altele care sunt grele, despre substanţe moi care cedează la presiune şi despre corpuri rigide care se opun puternic oricărei schimbări a formei lor, despre solide, lichide şi gaze. Am menţionat substanţe care conduc electricitatea şi altele care pot fi magnetizate; am mai vorbit despre substanţe care transmit lumina şi despre refracţia undelor luminoase; despre metale care reflectă undele ca oglinzile şi despre obiecte colorate. S-ar putea scrie un capitol întreg numai cu enumerarea diferitelor caracteristici ale obiectelor pe care ni le pune la dispoziţie natura sau pe care le putem fabrica.

Clasificarea acestor caracteristici şi găsirea unor principii simple care le guvernează face parte din cercetarea noastră asupra legilor naturii. Prima etapă a acestui studiu a fost de domeniul chimiştilor. De-a lungul veacurilor, chimiştii au descoperit că toate substanţele cunoscute sunt combinaţii ale unora mai simple, denumite elemente, care se găsesc în natură în număr de 92.

Dintre substanţele întâlnite în viaţa de toate zilele, foarte puţine sunt elemente. Unele elemente metalice sunt, desigur, cunoscute cititorului: aluminiul, cuprul, fierul (deşi fierul folosit în practică este, de obicei, foarte impur), cositorul, argintul, aurul, plumbul etc. Gazul hidrogen este şi el un element. El este folosit la umplerea baloanelor şi se găseşte, amestecat cu alte gaze, în gazele naturale pe care le folosim pentru gătit şi încălzit. Funinginea este în mare

măsură formată din carbon, un alt element. Dar cele mai multe substanţe pe care le folosim sunt sau „compuşi", adică combinaţii ale elementelor chimice, sau amestecuri ale acestora. Aerul este un amestec de azot şi oxigen; apa o combinaţie de hidrogen şi oxigen; sarea de bucătărie o combinaţie de clor şi sodiu etc.

Amestecurile se comportă de obicei foarte asemănător cu componenţii lor. Azotul şi oxigenul sunt gaze: tot un gaz este şi aerul, care este un amestec al lor. Dacă însă combinăm oxigenul şi hidrogenul pentru a forma compusul apă, obţinem un lichid.

Chimia modernă a început cu aplicarea metodelor de măsurare, în primul rând a cântăririi, la formarea acestor compuşi.

Două reguli se desprind imediat de aici: mai întâi că, dacă combinăm cantităţi cunoscute din două elemente, de exemplu hidrogen şi oxigen, pentru a le transforma în compusul lor (în cazul nostru, apa), masa compusului care rezultă este exact egală cu suma maselor elementelor de la care am pornit. Este posibil, de exemplu, să combinăm un gram de hidrogen cu 8 grame de oxigen şi vor rezulta exact 9 grame de apă. Această regulă este cunoscută sub numele de *legea conservării masei.*

A doua regulă este *legea proporţiilor definite.* Ea spune că proporţiile în care se combină cantităţile de elemente trebuie să fie totdeauna aceleaşi. De exemplu, cantitatea de oxigen necesară pentru a se combina cu o cantitate dată de hidrogen este totdeauna de opt ori mai mare decât aceasta din urmă. Dacă amestecăm un gram de hidrogen cu mai mult de 8 grame de oxigen şi încălzim amestecul, tot hidrogenul se va combina cu oxigenul, dar va mai rămâne încă oxigen necombinat. Dacă pornim de la un gram de hidrogen şi mai puţin de opt grame de oxigen, va rămâne ceva hidrogen necombinat.

Regula proporţiilor definite a dus la ipoteza atomică. Această ipoteză, care până acum a fost confirmată prin dovezi covârşitoare, spune că toate substanţele constau din atomi şi că diferitele elemente chimice conţin diferite feluri de atomi, care diferă între altele prin greutăţile lor. Pentru multe scopuri putem presupune că atomii unui element, de exemplu oxigen, sunt similari şi au aceeaşi masă (justeţea acestei afirmaţii va trebui revăzută mai târziu).

Asemenea atomi se pot lega laolaltă pentru a forma molecule. O moleculă de apă constă dintr-un atom de oxigen unit cu doi atomi de hidrogen, ceea ce se exprimă prin formula chimică a apei: H_2O. Din cele spuse despre proporţiile de hidrogen şi de oxigen din apă rezultă în mod evident că masa atomului de oxigen trebuie să fie de 16 ori mai mare decât masa atomului de hidrogen.

Molecula este deci cea mai mică părticică a unui compus chimic, cum ar fi apa, *care are caracteristicile chimice ale compusului* (în speţă

ale apei). Ea nu mai poate fi divizată fără a separa atomii de hidrogen de atomul de oxigen şi a produce astfel o schimbare chimică.

În linii mari, ramurile fizicii pe care le-am trecut în revistă în capitolele precedente, ca şi alte ramuri ale fizicii, se ocupă numai de schimbările care lasă moleculele intacte. Dacă supunem apa unor forţe care o fac să curgă, dacă trecem prin ea unde sonore, dacă o aşezăm într-un câmp magnetic sau o ilumină̆m, dacă o evaporă̆m sau o îngheţă̆m (dar nu totdeauna dacă facem să treacă prin ea un curent electric), structura moleculelor sale nu se schimbă. Chimia însă studiază schimbările în care se îndepărtează unii atomi din moleculă sau acesteia i se adaugă noi atomi pentru a forma noi compuşi.

Noi ştim acum că această împărţire este mult prea simplistă şi că, mai ales în ceea ce priveşte substanţele solide, demarcaţia dintre fizică şi chimie nu este prea netă. Din fericire, aceasta este numai o chestiune de terminologie, deoarece astăzi se ştie că atât chimia, cât şi fizica derivă din aceleaşi legi de bază, că ele sunt ramuri ale aceleiaşi ştiinţe asupra naturii şi că sunt separate numai din motive practice.

Speculaţiile asupra a ceea ce s-ar petrece dacă am împărţi materia în părticele din ce în ce mai mici au constituit pentru filozofi un subiect favorit încă cu mult înainte ca ipoteza atomică să-şi fi stabilit poziţia importantă în chimie. În ceea ce priveşte opiniile, în această chestiune au existat totdeauna două școli: unii considerau că materia trebuie să fie divizibilă Ia infinit şi alţii considerau că trebuie să existe o ultimă unitate de materie, atomul. Însăşi denumirea de atom, care înseamnă ceva indivizibil, provine din aceste speculaţii, dar, deşi tradiţia a menţinut-o, vom vedea că în fizica modernă noţiunea de atom nu implică câtuşi de puţin indivizibilitatea.

Totuşi, noţiunea de atom nu putea juca nici un rol în dezvoltarea cunoştinţelor noastre atât timp cât nu putea fi verificată, cât nu se puteau aduce dovezi pentru sau contra ei. Aceasta este posibil numai legând consecinţele ipotezei atomice de observaţiile şi experienţele asupra comportării efective a substanţelor. Aceste observaţii pot fi, desigur, şi pur calitative, dar ele nu sunt absolut concludente decât atunci când pot fi aduse la o formă cantitativă şi legate de măsurări precise. Dezvoltarea ipotezei atomice în chimie constituie un excelent exemplu de modul cum prin măsurări cantitative precise, în cazul dat prin cântărirea substanţelor care reacţionează, se pot pune în evidenţă regularităţi care sugerează o nouă concepţie şi se poate confirma această concepţie.

Nu vom parcurge aici raţionamentul prin care s-a ajuns la concluzia că apa conţine tocmai un atom de oxigen la doi atomi de hidrogen, cu alte cuvinte că formula apei este H_2O şi nu, de exemplu, HO, ceea ce ar fi implicat pentru atomul de oxigen o masă egală cu cea a 8 atomi de hidrogen în loc de 16. În linii mari, acest fapt este stabilit prin existenţa unor compuşi în care unul dintre cei doi atomi de hidrogen este înlocuit printr-un atom al unui alt element.

Folosirea ipotezei atomice în chimie s-a dovedit cât se poate de fructuoasă şi de adecvată. S-a dovedit că, fără excepţie, orice compus chimic poate fi reprezentat cu ajutorul ei printr-o formulă adecvată.

Totuşi chiar în acest stadiu existenţa atomilor era numai o ipoteză plauzibilă şi comodă. Ea nu era dovedită. Teoria cinetică, la care vom reveni, a adus încă un sprijin în favoarea acestei ipoteze. Dar pentru a arăta că atomii sunt o realitate era necesar să se găsească metode de determinare a dimensiunilor şi masei unui atom. Raţionamentul chimistului cu privire la proporţiile dintr-o reacţie implică numai comparaţia între greutăţile hidrogenului şi oxigenului şi, din acest punct de vedere, este indiferent dacă luăm greutatea ambelor tipuri de atomi (şi deci a întregii molecule) ca fiind de zece ori mai mare sau de zece ori mai mică. Spre sfârşitul secolului al XIX-lea, când s-a ajuns la acest stadiu, se mai găseau unii oameni de ştiinţă eminenţi care se opuneau folosirii ipotezei atomice ca fiind nefundată şi prematură. Dintre aceştia se numără şi E. Mach[1], care a adus contribuţii importante la fundamentarea mecanicii și a relativităţii.

Fără îndoială, Mach avea dreptate atrăgând atenţia asupra faptului că nu putem fi siguri de existenţa atomilor până ce nu vom găsi metode de a determina cât sunt ei de mari. Totuşi, retrospectiv, putem spune că sprijinitorii teoriei atomice au dovedit multă imaginaţie atât prin tăria argumentelor în favoarea acestei teorii, cât şi în convingerea fermă că dovada definitivă va fi găsită într-un fel sau altul. În orice caz, nu există nici un dubiu că, dacă Mach şi alţi eminenţi savanţi care s-au opus teoriei atomice ar trăi astăzi, ei ar admite imediat că dovezile sunt covârşitoare.

DIMENSIUNILE ATOMILOR. IONII

În fizica modernă există multe metode cu ajutorul cărora se pot ,,cântări“ atomii, se pot măsura dimensiunile lor şi se pot număra. Multe dintre aceste metode ţin de ramuri ale fizicii pe care încă nu le-am întâlnit în această carte, dar există una foarte convingătoare care poate fi .discutată în acest capitol, şi anume difracţia radiaţiilor Röntgen. Am mai menţionat faptul că radiaţiile Röntgen sunt unde electromagnetice, ca şi lumina, dar cu o lungime de undă

de câteva mii de ori mai mică. Pentru moment nu ne interesează metodele prin care se produc asemenea radiaţii, dar desigur că cei mai mulţi cititori au văzut un tub de radiaţii Röntgen fie într-un laborator, fie într-un spital.

Max von Laue a descoperit că atunci când radiaţiile Röntgen trec printr-o substanţă solidă sunt puternic deviate sub anumite unghiuri, în timp ce în alte direcţii nu sunt deviate de loc. Imaginea obţinută arată exact ca imaginea de difracţie a unei reţele, care a fost menţionată în capitolul referitor la lumină. Concluzia care se impune este că într-un solid atomii sunt aşezaţi într-o reţea regulată, egal distanţaţi între ei, astfel încât reflexia radiaţiilor Röntgen pe diferiţii atomi să aibă acelaşi rol ca şi reflexia luminii pe diferitele linii ale reţelei de difracţie. Metoda difracţiei radiaţiilor Röntgen se dovedeşte a da indicaţii de foarte mare precizie, şi din imaginea obţinută se poate deduce cum trebuie să arate „reţeaua", respectiv aranjarea atomi lor. În speţă, direcţiile în care sunt deviate radiaţiile Röntgen depind de distanţele dintre atomii vecini şi de lungimea de undă a radiaţiilor. Prin urmare, cu ajutorul acestei metode putem măsura distanţele interatomice dintr-un solid în funcţie de lungimea de undă a radiaţiilor Röntgen.

Aceasta nu rezolvă problema noastră decât dacă putem cunoaşte lungimile de undă ale radiaţiilor Röntgen, ceea ce este posibil măsurând difracţia lor pe o reţea obţinută prin trasarea unor linii fine pe o suprafaţă metalică. Desigur că cele mai fine linii pe care le putem obţine pe această cale sunt cu mult mai largi decât lungimile de undă ale radiaţiilor Röntgen, dar putem totuşi obţine o imagine de interferenţă folosind unghiuri mici, întocmai cum am putut vedea difracţia luminii pe un disc ele pikup privind sub unghiuri mici.

Acesta este principiul uneia dintre determinările precise a distanţelor interatomice. Prin această metodă putem afla câţi atomi sunt cuprinşi, de exemplu, într-un centimetru cub dintr-un solid cum este sarea de bucătărie. Şi întrucât cunoaştem greutatea unui centimetru cub de sare, putem afla astfel greutatea unui atom.

Se găseşte astfel că distanţele dintre atomii unui corp solid sunt de ordinul a 10^{-8} cm, cu alte cuvinte de câteva mii de ori mai mici decât lungimea de undă a luminii vizibile. Este deci limpede că nu putem vedea direct atomii, oricât de puternice ar fi microscoapele pe care le-am construi, deoarece obţinem imagini clare ale obiectelor pe care le privim într-un microscop numai atunci când conturul obiectului poate fi trasat prin metodele opticii geometrice, pe care le-am discutat la sfârşitul capitolului precedent. Pentru aceasta este însă necesar ca obiectul să fie mare faţă de lungimea de undă a luminii: or, în cazul atomului lucrurile stau exact invers.

Greutatea unui atom de hidrogen s-a dovedit egală cu $1,6x10^{-26}$ g, număr greu de reprezentat. Poate consideraţiile de mai jos vor reuşi să ne dea o imagine asupra micimii atomilor. Să presupunem că extragem aerul dintr-o incintă cu ajutorul unei pompe puternice. De obicei se consideră că spaţiul în care s-a creat un asemenea aşanumit „vid înaintat" este gol atunci când cantitatea de aer din el a fost micşorată de 10^9 ori (adică de o mie de milioane ori). Totuşi, chiar în acest caz fiecare centimetru cub mai conţine circa 20.000.000 de atomi.

Câteva alte metode de a număra atomii şi de a măsura dimensiunile lor vor fi descrise mai târziu. Momentan este important că toate aceste metode dau acelaşi rezultat şi astfel se confirmă faptul că un atom nu este numai o ficţiune comodă, ci un obiect real, măsurabil şi cântăribil.

Pentru a afla mai multe proprietăţi ale atomilor trebuie să studiem structura lor internă. Acest studiu a început o dată cu cercetările asupra trecerii electricităţii prin lichide şi gaze. Faraday a studiat trecerea curenţilor electrici prin anumite lichide, în special prin apa în care era dizolvată o sare oarecare, şi a observat că, atunci când prin asemenea soluţii trece un curent electric de la una din plăcile metalice la cealaltă, unii dintre constituenţii chimici ai sării se acumulează la placa cu potenţial pozitiv, iar alţii la placa cu potenţial negativ.

Acest proces, cunoscut sub numele de electroliză, este folosit la galvanizare. El este de asemenea strâns legat de fenomenele care au loc la încărcarea acumulatorilor sau a bateriilor de automobil.

S-a constatat de asemenea că cantitatea da substanţă de fiecare fel ce se depune pe această cale este proporţională cu mărimea sarcinii care a trecut prin lichid.

În lumina teoriei atomice, aceste regularităţi se explică prin faptul că fiecare atom al sării tinde să se încarce cu o sarcină electrică bine determinată, pozitivă sau negativă. De exemplu, sarea de bucătărie este o combinaţie de sodiu (simbol chimic Na) şi clor (simbol chimic Cl), care conţine un număr egal de atomi din fiecare element, formula chimică fiind NaCl. Într-o soluţie de sare în apă, o parte din moleculele de NaCl se separă în elementele sodiu şi clor, astfel încât sodiul poartă o sarcină electrică pozitivă determinată, iar clorul aceeaşi sarcină, însă negativă. Asemenea atomi încărcaţi se numesc „ioni“. Dacă se aplică un câmp electric prin intermediul unor plăci metalice cufundate în soluţie, ionii de sodiu sunt atraşi de placa negativă, iar cei de clor de placa pozitivă. Când ajung la plăcile metalice, ei se neutralizează, adică îşi pierd sarcinile. Atomii neutri de clor sau de sodiu rămân acolo într-o combinaţie oarecare cu apa.

Este limpede că, dacă fiecare atom de sodiu poartă întotdeauna aceeaşi sarcină electrică, între valoarea sarcinii totale care a trecut de la o placă la alta şi cantitatea de sodiu care a fost îndepărtată din soluţie trebuie să existe o relaţie bine definită.

Pe această cale putem găsi valoarea sarcinii care corespunde unui gram de sodiu. întrucât cunoaştem acum greutatea unui atom de sodiu, putem deduce ce sarcină transportă un ion de sodiu la trecerea curentului electric prin soluţie. Rezultatul obţinut este că sarcina transportată de un ion de sodiu este egală şi de semn opus cu cea transportată de un ion de clor și că o sarcină de aceeaşi valoare intervine şi în cazul tuturor celorlalte săruri, ca şi în toate celelalte procese electrolitice asemănătoare.

Unii ioni transportă două sau trei sarcini elementare, sau chiar un multiplu mai mare.

Aceste rezultate sugerează că şi electricitatea are o structură atomică şi că există o sarcină electrică minimă.

La concluzii similare se ajunge şi prin studiul trecerii curentului electric prin gaze, fenomen care are loc, de exemplu, în tuburile de descărcare, devenite în prezent atât de cunoscute, din reclamele luminoase sau din iluminatul fluorescent. Cazul tuburilor de descărcare cu presiune joasă prezintă-avantajul că aici problemele mecanice legate de mişcarea ionilor sunt simple. Într-un lichid, un ion este totdeauna foarte apropiat de alţi atomi sau molecule şi, atunci când trece printre ele, ionul este într-o situaţie similară cu cea a unei persoane care străbate o mulţime înghesuită. Într-un tub de descărcare cu presiune joasă, un ion poate străbate un drum lung fără a întâlni vreun alt atom sau ion. Aplicând asupra acestor ioni forţe electrice, este deci posibil să se urmărească cât de mult sunt ei abătuţi din drumul lor. Dacă am cunoaşte viteza unui asemenea ion, deviaţia sa ne-ar arăta cât de mare este acceleraţia laterală pe care a suferit-o şi deci ne-ar da raportul dintre forţă şi masă, sau, $\frac{e}{m}$, întrucât cunoaştem intensitatea câmpului, ne-ar da mărimea, adică sarcina electrică împărţită la masă.

În practică nu cunoaştem viteza ionilor, dar o putem afla aplicând şi un câmp magnetic, de exemplu plasând tubul de descărcare între polii unui magnet al cărui câmp are o intensitate cunoscută. O sarcină electrică în mişcare reprezintă un curent electric, iar în cap. 2 am văzut că orice câmp magnetic exercită o forţă asupra unui curent, forţă care este cu atât mai mare cu cât este mai intens curentul. Rezultă deci că într-un câmp magnetic particulele încărcate sunt supuse unei forţe care acţionează perpendicular pe direcţia lor de mişcare. şi a cărei intensitate creşte cu viteza particulei.

ELECTRONUL

Acesta este, în linii mari, principiul care stă la baza metodei lui J .J. Thompson de măsurare a raportului $\frac{e}{m}$ pentru diferiţi ioni. S-a constatat pe această cale că există mulţi ioni cu sarcini pozitive sau negative pentru care raportul dintre sarcină şi masă este exact acelaşi cu raportul găsit în cazul electrolizei. Dar, pe lângă aceşti ioni, în tuburile de descărcare apăreau predominant şi particule, totdeauna încărcate negativ, care erau de aproape două mii de ori mai uşoare decât atomul cel mai uşor, atomul de hidrogen. Aceste particule au fost denumite electroni. Fasciculele de electroni rapizi care apar într-un tub de descărcare sunt cunoscute sub denumirea de raze catodice, deoarece provin de la catod (numele acelei părţi metalice a tubului care se află la un potenţial negativ).

Cercetări ulterioare asupra trecerii electricităţii prin gaze au arătat că dacă iniţial un gaz conţine numai atomi neutri din punct de vedere electric, adică nu există la început nici un transport de sarcină electrică, este totuşi posibil să apară ulterior în el ioni pozitivi şi electroni. Acest fapt a arătat că electronii fac parte din atom; un atom care a pierdut un electron negativ are o sarcină pozitivă în exces şi devine ion pozitiv. Ionii negativi se obţin în mod similar atunci când un electron este captat de către atomul neutru. Ionii poartă deci totdeauna o sarcină care sau este cantitativ egală cu sarcina electronului (însă poate fi pozitivă sau negativă), sau este un multiplu al acesteia şi se obţine prin pierderea, respectiv prin captarea mai multor electroni.

Sarcina electronului, de obicei notată prin litera *e*, este relativ uşor de măsurat. Cea mai simplă metodă de măsurare se datoreşte lui Millikan. El a observat printr-un microscop aşezat orizontal o ceaţă compusă din picături fine de ulei, care pluteau în spaţiul dintre plăcile unui condensator. În aer, aceste picături cad datorită greutăţii proprii, dar din cauza micimii lor căderea este extrem de lentă, deoarece greutatea unei asemenea picături este proporţională cu volumul său (adică cu puterea a treia a diametrului ei), în timp ce rezistenţa pe care aerul o opune variază cu secţiunea picăturii (adică cu pătratul diametrului). Rezultă că, pentru o picătură foarte mică, rezistenţa aerului joacă un rol mult mai important decât greutatea ei, ceea ce nu se întâmplă cu o picătură mare. Aşa cum am menţionat, în aparatul lui Millikan picăturile de ulei se aflau între plăcile orizontale ale unui condensator plan, care pot fi încărcate electric. În acest caz, unele picături poartă o sarcină electrică şi, atunci când se aplică câmpul electric, ele cad mai rapid sau mai lent ori chiar urcă, în funcţie de mărimea şi de semnul sarcinii lor. Observând la microscop mişcarea unei anumite picături

în prezenţa şi în absenţa câmpului electric, s-a putut deduce forţa electrică ce acţionează asupra ei şi de aici (intensitatea câmpului fiind cunoscută) sarcina ei.

S-a constatat că această sarcină este totdeauna un multiplu întreg al unei sarcini minime, care s-a considerat ca fiind sarcina unui electron, întrucât cel mai uşor mod prin care se poate încărca particula este pierderea sau dobândirea unui electron suplimentar. Sarcina electronului este foarte mică, aproximativ $5x10^{-18}$ din unităţile folosite în cap. 2. Într-un limbaj mai familiar, aceasta este echivalent cu a spune că un curent de un amper reprezintă trecerea a $6x10^{18}$ electroni pe secundă.

Cunoaşterea sarcinii electronului ne oferă posibilitatea de a determina masa atomilor pe altă cale. Am văzut că, la trecerea curentului electric prin lichide, relaţia dintre sarcina transportată prin lichid şi cantitatea de substanţă depusă este constantă şi depinde de raportul $\frac{e}{m}$, unde e este sarcina unui ion şi m masa sa. Întrucât ionii cei mai simpli poartă o singură sarcină electronică, cunoaşterea acestei sarcini ne dă masa lor.

Descoperirea electronului la sfârşitul secolului al XIX-lea a constituit punctul de plecare în studiul structurii atomului, electronul fiind, evident, unul dintre constituenţii acestuia.

DIN CE SINT FORMAŢI ATOMII?

A trebuit să treacă destul de mult timp până să se mai poată afla ceva despre conformaţia internă a atomului şi despre rolul precis pe care îl joacă în el electronul. Următorul pas înainte se datoreşte lucrărilor lui Rutherford, care făcea studii asupra radioactivităţii. Ca să ne putem da seama de semnificaţia rezultatelor obţinute de Rutherford pentru cunoaşterea atomului, trebuie să spunem câteva cuvinte despre radioactivitate. Încă din cercetările lui Becquerel se ştia că există unele minerale, între care aşanumita pechblendă, care emit radiaţii foarte pătrunzătoare (penetrante). Acestea pot înnegri plăcile fotografice, pot face aerul bun conducător de electricitate şi pot fi detectate pe multe alte căi. Cunoscuţii savanţi Marie şi Pierre Curie au izolat din pechblendă elementul radiu, care constituie o sursă deosebit de intensă de asemenea radiaţii. Ei au demonstrat şi existenţa câtorva alte substanţe radioactive.

Rutherford a studiat mai amănunţit natura radiaţiilor provenite de la aceste substanţe. Ele pot fi împărţite în trei grupe principale, pe care Rutherford le-a notat cu primele trei litere ale alfabetului grecesc: alfa, beta şi gamma. Rutherford a arătat că radiaţiile alfa (simbol α) pot fi deviate de un câmp electric sau magnetic în aceeaşi direcţie ca un fascicul de particule încărcate pozitiv; radiaţiile beta (simbol β) se comportă ca particule încărcate

negativ, iar radiaţiile gamma (simbol γ) nu sunt deviate de loc de câmpurile electric şi magnetic.

S-a constatat că radiaţiile gamma constau din unde electromagnetice de o lungime de undă mult mai mică decât lungimea de undă a radiaţiilor Röntgen. Radiaţiile beta sunt constituite din electroni, iar radiaţiile alfa din particule grele încărcate pozitiv. Măsurând deviaţia acestor particule în câmpuri electromagnetice, s-a constatat că raportul dintre sarcina şi masa lor este acelaşi ca şi la ionii gazului heliu, cel mai uşor element după hidrogen. Astăzi se ştie că radiaţiile alfa sunt într-adevăr ioni de heliu.

Radiaţiile alfa sunt emise de radiu şi de substanţele similare, cu viteze foarte mari, uneori până la o zecime din viteza luminii, şi sunt capabile să treacă prin foiţe fine de substanţă solidă, de exemplu printr-o foaie de hârtie sau o foiţă de aluminiu. Vom reveni mai târziu asupra problemei acestor radiaţii.

Rutherford şi-a pus întrebarea: în ce măsură vor fi deviate aceste particule de la un drum drept la trecerea lor prin materie? El a îndreptat un fascicul fin de asemenea particule spre o foiţă subţire. Rezultatul a fost oarecum neaşteptat, şi anume cele mai multe particule nu au fost deviate în mod sensibil. Ele şi-au continuat drumul în linie dreaptă. Numai foarte puţine au suferit deviaţii sensibile faţă de direcţia iniţială, şi încă mai puţine au fost deviate sub unghiuri mari.

Acest rezultat era cât se poate de surprinzător. Se ştie că substanţele solide trebuie să conste din atomi foarte apropiaţi unul de altul, deoarece chiar aplicarea unor presiuni foarte mari nu le reduce dimensiunile în mod apreciabil. Particulele alfa ale lui Rutherford trebuie deci să fi străbătut în linie dreaptă prin atomii foiţei şi era de aşteptat ca ele să se ciocnească cu unele părţi ale acestora. În asemenea ciocniri ar fi trebuit să devieze de la drumul lor. Desigur că un jucător de biliard ar fi cât se poate de uimit dacă ar proiecta o bilă de la un capăt al unei mese complet umplute cu alte bile şi ar vedea-o sosind în linie dreaptă la celălalt capăt. Aceasta nu ar fi posibil decât dacă ar exista suficient spaţiu între bile pentru ca cea proiectată să poată trece printre ele.

Rutherford a tras astfel concluzia că atomul este în cea mai mare parte gol şi că atât toate particulele grele pe care le conţine, cât şi particulele alfa pe care le-a folosit ca proiectile, trebuie să fie foarte mici faţă de dimensiunile unui atom.

S-ar putea spune chiar mai mult. Evident, cele câteva particule care au fost deviate au trecut în apropierea unor părţi ale atomului unde asupra lor au acţionat forţe relativ puternice. Particulele alfa fiind ele însele încărcate electric, era firesc ca forţele electrice să fie

considerate ca răspunzătoare de această deviaţie.

Printr-o analiză ingenios de simplă, Rutherford a arătat că numărul de particule alfa deviate sub diferite unghiuri corespunde cu cel la care ar trebui să ne aşteptăm dacă fiecare atom ar conţine o sarcină electrică foarte concentrată, care ar acţiona asupra particulelor alfa cu o forţă ce ascultă de legea proporţionalităţii inverse cu pătratul distanţei, ca cea descrisă în cap. 2. Această sarcină electrică concentrată trebuie să fie legată de o masă mai mare decât a particulei alfa, căci altminteri particula alfa ar fi azvârlit-o din drumul său fără ca ea însăşi să fie sensibil deviată.

Aceste considerente au sugerat următorul tablou pentru atom: atomul conţine în centrul său un mic sâmbure-nucleul, încărcat pozitiv, care este înconjurat de electroni. Numărul electronilor este exact atât de mare cât e necesar pentru ca atomul luat ca un tot să fie neutru din punct de vedere electric. În acest caz electronii s-ar mişca sub acţiunea unei forţe care ascultă de legea proporţionalităţii inverse cu pătratul distanţei, ca planetele în câmpul de atracţie al Soarelui; modelul de atom, propus de Rutherford, îl reprezintă pe acesta ca pe un sistem solar în miniatură. Atomul este într-adevăr la fel de „gol“ ca şi sistemul solar, cu alte cuvinte nucleul atomic este tot atât de mic în comparaţie cu dimensiunile atomului ca şi Soarele în comparaţie cu orbitele planetelor.

Deci masa unui nucleu este aproape egală cu masa întregului atom; chiar în cazul celui mai uşor atom, ea este de aproape 2 000 de ori mai mare decât masa unui electron.

Pentru ca atomul să fie neutru din punct de vedere electric, sarcina nucleului trebuie să fie egală cu sarcina globală a electronilor. Dacă sarcina nucleului este egală cu $+Ze$ (unde e este sarcina electronului, iar Z un număr întreg), atomul trebuie să aibă Z electroni negativi pentru a o compensa.

S-a constatat imediat că numărul Z este strâns legat de unele particularităţi surprinzătoare, găsite de chimie. Mendeleev observase mai de mult că dacă elementele cunoscute sunt înşiruite în ordinea greutăţii lor atomice (determinate de proporţiile în care intră în diferitele reacţii) apare o repetare periodică a anumitor caracteristici chimice.

De exemplu, tabloul conţine în diferite locuri gazele ,,nobile“ sau inerte — heliu, neon, argon etc. —, care rămân în stare gazoasă până la temperaturi extrem de coborâte şi nu formează nici un fel de compuşi cu alte elemente. Or, elementul care urmează unui asemenea gaz este totdeauna un metal alcalin. Heliul este urmat de litiu, neonul de sodiu, argonul de potasiu etc. Aceste metale sunt cele mai active din punct de vedere chimic, reacţionând chiar cu

apa; formează săruri şi în soluţie pierd uşor un electron, formând ioni pozitivi.

Pe de altă parte, elementele dinaintea gazelor inerte (cu excepţia primului) fac toate parte din aşa-numita familie chimică a halogenilor: fluor, clor, brom etc. Aceste elemente în combinaţie cu hidrogenul formează acizi, iar în soluţie formează ioni negativi, adică captează uşor un electron suplimentar. Aceste regularităţi l-au dus pe Mendeleev la construirea sistemului periodic al elementelor.

S-a dovedit că numărul Z, care reprezintă sarcina nucleului în unităţi de sarcină electronică, este egal cu numărul de ordine al elementului în tabloul lui Mendeleev.

Elementul cel mai uşor, hidrogenul, cu $Z = 1$, este format deci dintr-un nucleu pozitiv şi un electron, având aceeaşi sarcină negativă. Atomul celui de-al doilea element, heliul, are de două ori mai multe sarcini electrice în nucleu şi doi electroni. Lista continuă până la cel mai greu element cunoscut în natură, uraniul, cu $Z = 92$, cu un nucleu conţinând de 92 de ori mai multe sarcini electrice pozitive decât cel al hidrogenului şi înconjurat de 92 de electroni[2].

DE CE SINT STABILI ATOMII?

În baza acestei descrieri să încercăm acum să înţelegem comportarea unui atom. Să luăm cazul cel mai simplu: atomul de hidrogen. Acesta se compune din nucleul său, un proton, şi un electron. Cele două particule — protonul şi electronul — se atrag reciproc conform legii proporţionalităţii inverse cu pătratul distanţei, astfel că problema mecanică se aseamănă cu cea a Soarelui şi a unei planete. Este de aşteptat deci ca electronul să se învârtească în jurul protonului. Atât timp cât nu ar exista nici un factor perturbator, această stare ar fi perfect stabilă, iar forma şi mărimea curbei descrise de electron, adică orbita sa, ar rămâne neschimbată, întocmai cum orbita unei planete în jurul Soarelui rămâne aceeaşi atât timp cât nu există perturbaţii.

Totuşi, avem toate motivele să credem că în cazul unui atom există perturbaţii. Doi factori sunt deosebit de importanţi. Primul este influenţa altor atomi, în special în lichide şi solide, unde atomii sunt foarte înghesuiţi[3]. Forţa dintre atomii vecini ar reprezenta în acest caz o perturbaţie puternică; electronii, în loc să-şi păstreze orbita stabilă, ideală, ar trebui să se apropie treptat de nuclee, astfel încât, datorită forţei atractive, să se pună în libertate din ce în ce mai multă energie; în acelaşi timp, dimensiunile orbitei electronului, deci şi ale atomului, ar trebui să se micşoreze, ducând la o năruire completă a solidului sau lichidului. Această situaţie este, desigur, cu totul diferită de comportarea substanţelor reale şi deci trebuie să existe ceva fundamental greşit în reprezentarea

noastră.

Chiar dacă am considera un singur atom izolat, aşa cum putem face în cazul gazelor, în care atomii sunt în cea mai mare parte din timp destul de depărtaţi unul de altul, tot ar mai rămâne şi o altă cauză serioasă de perturbare a mişcării simple a electronilor, şi anume emisia de lumină sau de alte unde electromagnetice. Un electron, adică o particulă încărcată care se roteşte pe o orbită, ar produce un câmp electric oscilant, ceea ce ar duce la emiterea unor unde electromagnetice, exact ca în cazul antenei pe care am discutat-o în cap. 2 (vezi fig. 17). Radiaţia rezultată ar transporta energie şi, conform legii conservării energiei, energia mecanică a electronului ar trebui să scadă continuu. Aceasta ar însemna că orbita electronului ar trebui să se contracte treptat până ce electronul ar „cădea" în nucleu. Aceste consideraţii demonstrează încă o dată că legile naturii, aşa cum le cunoaştem până aici, nu pot explica existenţa atomilor de dimensiuni şi proprietăţi determinate, invariabile în timp.

Aceste două contradicţii nu sunt decât exemple ale dificultăţilor pe care le-au întâmpinat fizicienii în încercarea lor de a explica structura atomului cu ajutorul legilor fizicii clasice, adică a legilor mecanicii newtoniene şi a legilor electromagnetice ale lui Maxwell. Într-un capitol ulterior vom arăta că aceste dificultăţi, ca şi multe altele, au făcut necesară o revizuire profundă a legilor fundamentale, care implică nu atât o schimbare cât o rafinare a lor. Aceasta constituie obiectul teoriei cuantice.

MULTE FAPTE POT FI ÎNŢELESE

Totuşi, în ciuda acestor contradicţii, multe fapte legate de comportarea materiei pot fi înţelese corect cu ajutorul noţiunii de atom chiar în acest stadiu în care cunoştinţele noastre sunt incomplete. De exemplu, dacă atomii conţin, aşa cum am văzut, electricitate pozitivă şi negativă, un câmp electric va atrage sarcinile pozitive într-un sens şi pe cele negative în altul, cu alte cuvinte le va deplasa unele faţă de celelalte. Putem spune, considerând atomii constituiţi dintr-un nucleu pozitiv în jurul căruia se rotesc pe orbite electronii, că orbitele vor fi deplasate astfel încât electronii să nu fie distribuiţi uniform în jurul nucleului. Dacă avem de-a face nu numai cu un atom, ci cu o bucată de substanţă solidă, care conţine toarte mulţi atomi, cele de mai sus se vor aplica fiecărui atom în parte. Rezultatul clar este că în această bucată de substanţă toată sarcina pozitivă se va deplasa cu o mică distanţă, iar sarcina negativă se va deplasa cu aceeaşi distanţă în sens opus. Întrucât in interiorul bucăţii respective oricare volum mic conţine cantităţi egale de sarcină pozitivă şi negativă, această deplasare nu schimbă densitatea de sarcină, dar se manifestă la

suprafaţă; ca rezultat se obţine un strat de sarcini pozitive pe o faţă şi un strat de sarcini negative pe cealaltă.

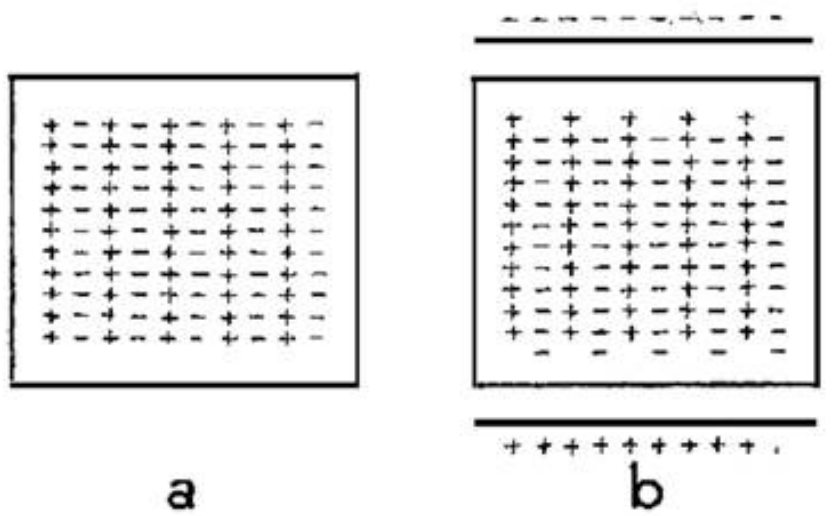


Fig. 26: a) substanţa conţine sarcini pozitive şi negative; b) deplasarea sarcinilor sub acţiunea unui câmp exterior.

Figura 26 a reprezintă o placă solidă care conţine sarcini electrice pozitive şi negative. În figura 26 b placa a fost aşezată între armăturile metalice, încărcate una pozitiv şi cealaltă negativ, ale unui condensator ca cel pe care l-am discutat la figura 11. Toată sarcina pozitivă se deplasează în sus, iar cea negativă în jos şi rezultatul este un exces de sarcină pozitivă pe o faţă şi un exces de sarcină negativă pe cealaltă. Aceste straturi de sarcină indusă produc un câmp electric care-1 contracarează pe cel produs de plăci. Ca rezultat, câmpul dintre plăcile condensatorului este mai puţin intens dacă spaţiul dintre plăci este umplut cu o substanţă neconductoare adecvată. Aceasta înseamnă că diferenţa de potenţial pentru o sarcină dată este mai mică sau că la aceeaşi diferenţă de potenţial condensatorul este încărcat cu o sarcină mai mare. Spunem că capacitatea sa a crescut. Tendinţa unui material de a contracara astfel un câmp exterior este legată de constanta sa dielectrică. Atunci când am formulat în cap. 2 legile câmpului electromagnetic, nu am amintit nimic despre constanta dielectrică, deşi ea prezintă importanţă practică atunci când avem de-a face cu câmpuri în interiorul sau în apropierea corpurilor solide. Motivul consta tocmai în faptul că constanta dielectrică nu intră în legile fundamentale, ci doar reflectă structura substanţei şi acţiunea câmpului asupra atomilor pe care îi conţine ea.

Tot astfel ne putem convinge că şi câmpurile magnetice trebuie să influenţeze mişcarea electronilor, deşi determinarea precisă a

modului în care sunt afectate orbitele lor nu este aşa de simplă.

De asemenea putem înţelege de ce unele substanţe conduc electricitatea dacă presupunem că în asemenea substanţe electronii pot fi separaţi de unii sau de toţi atomii şi se pot mişca liber în interiorul corpului. În sprijinul acestei afirmaţii se poate invoca faptul că conductorii de electricitate sunt de obicei elemente pe care chimiştii le denumesc electropozitive, adică elemente care formează uşor ioni pozitivi, pierzând unul sau mai mulţi electroni. În afară de aceasta, experienţele au arătat direct că curentul electric este transportat într-un metal prin mişcarea sarcinilor negative, nu a celor pozitive, masa afectată acestor sarcini corespunzând masei electronilor, nu a atomi lor.

În afara acestor probleme de electricitate şi de magnetism, conceptul de atomi poate lămuri de asemenea unele probleme legate de structura şi de proprietăţile mecanice obişnuite ale materiei, dar întrucât acestea depind de temperatură, nu putem spune mai mult despre ele înainte de a fi amintit principalele concluzii cu privire la legătura dintre căldură şi mişcarea atomilor.

5
Atomii în ansamble mari

CĂLDURA CA MIŞCARE DEZORDONATĂ
CANTITATEA DE CĂLDURĂ.
CĂLDURĂ ŞI DEZORDINE

În acest capitol se va vorbi despre căldură, o ramură a fizicii care, spre deosebire de electricitate, se ocupă cu schimbări direct accesibile simţurilor noastre obişnuite din viaţa de toate zilele.

La baza studiului căldurii stau două noţiuni fundamentale: cantitatea de căldură şi temperatura. Orice cititor ştie ce se înţelege prin temperatură, deoarece trebuie să fi avut nenumărate ocazii de a citi indicaţiile unui termometru şi de a încerca diferitele senzaţii neplăcute pe care le dă o temperatură prea ridicată sau una prea coborâtă. Noţiunea de cantitate de căldură este mai puţin evidentă.

Atunci când încălzim un corp oarecare, de exemplu un vas plin cu apă, cu alte cuvinte atunci când aducem apa la o temperatură mai ridicată, spunem că ea conţine o cantitate mai mare de căldură. Totuşi, diferite corpuri aduse la aceeaşi temperatură conţin cantităţi diferite de căldură. În primul rând, dacă două vase conţin cantităţi diferite de apă, acela mai plin va necesita o cantitate mai mare de căldură pentru ca temperatura apei din el să se ridice până la punctul de fierbere decât cel care conţine mai puţină apă. Căldura se măsoară în calorii. Caloria este cantitatea de căldură necesară pentru a ridica temperatura unui gram de apă cu un grad Celsius.

Există şi alte unităţi: de exemplu, în Anglia, o unitate termică, sau BTU, este cantitatea de căldură necesară pentru a încălzi un pfund de apă cu un grad Fahrenheit.

Dacă însă în loc de un gram de apă vrem să încălzim un gram de altă substanţă, de exemplu plumb, este necesară o cantitate de căldură diferită (în cazul plumbului mai mică). Aceasta se poate vedea din următoarea experienţă. Luăm două vase care conţin aceeaşi cantitate de apă rece. Într-unul din ele turnăm, de exemplu, un kilogram de apă încălzită până la punctul de fierbere şi agităm amestecul astfel încât să ajungă la o temperatură uniformă. În celălalt introducem un kilogram de plumb încălzit la temperatura de fierbere a apei şi aşteptăm până ce apa şi plumbul au ajuns la aceeaşi temperatură. După aceea măsurăm temperatura ambelor vase şi constatăm că primul este mai cald decât cel de-al doilea. Aceasta înseamnă că apa a adus cu sine o cantitate mai mare de căldură decât plumbul. Spunem în acest caz că plumbul are o căldură specifică mai mică decât apa.

După ce am definit astfel cantitatea de căldură, putem face legătura dintre ea şi faptul, menţionat în cap. l, că şi căldura este o formă de energie. Dacă oprim mişcarea unui automobil punând frâna, tamburele de frână se încălzesc. Dacă măsurăm ridicarea de temperatură în condiţii în care răcirea frânelor prin contactul cu aerul şi cu alte părţi ale automobilului este neglijabilă şi dacă ţinem seama de cantitatea de metal conţinută în tamburele de frână şi de căldura sa specifică, putem afla cantitatea de căldură produsă. Comparând-o cu energia cinetică pe care a pierdut-o automobilul, constatăm că căldura produsă este proporţională cu energia mecanică pierdută. Este deci rezonabil să spunem că energia mecanică se transformă în căldură.

Am mai remarcat faptul că energia mecanică, electrică, magnetică, chimică şi termică se pot transforma în diferite moduri una în alta. Dar în cazul căldurii există o trăsătură specifică: caracterul ireversibil al multor procese în care intervine ea. Este uşor, de exemplu, să transformăm energia mecanică în căldură, cum se întâmplă la frecare, dar procesul invers nu este simplu. Nici o cantitate de căldură aplicată frânelor, oricât ar fi ea de mare, nu va pune din nou în mişcare automobilul. De asemenea este uşor să transformăm electricitatea în căldură, făcând să treacă un curent printr-o rezistenţă de sârmă, dar este foarte greu să transformăm direct căldura în electricitate; încălzirea unei sârme nu va da naştere unui curent. Deşi există termocupluri — combinaţii de diferite metale care produc o diferenţă de potenţial atunci când sunt încălzite — efectul este foarte mic. Tot astfel, este uşor să transformăm energia chimică în căldură, de exemplu atunci când

ardem cărbune — adică combinăm carbonul şi oxigenul pentru a forma bioxid de carbon --, dar este greu să descompunem din nou bioxidul de carbon în carbon şi oxigen.

În toate aceste exemple situaţia este cu totul diferită de aceea când transformăm electricitatea în energie mecanică cu ajutorul unui motor, întrucât am văzut că un motor electric poate fi folosit şi ca generator, sau când transformăm energia chimică în energie electrică într-un acumulator, întrucât, reîncărcând acumulatorul, transformăm energia electrică în energie chimică.

Acelaşi tip de ireversibilitate îl întâlnim şi în procesul conductibilităţii termice. Atunci când două obiecte, unul fierbinte şi altul rece, sunt puse în contact, căldura va trece de la obiectul cald la cel rece până când temperaturile lor se vor egala. Există corpuri bune conducătoare de căldură şi corpuri rele conducătoare de căldură, care se deosebesc între ele doar prin timpul necesar pentru ca temperaturile să se egaleze în ele. Printre cei mai buni conducători de căldură se numără metalele (astfel se explică faptul că metalele se simt mai reci la atingere decât alte corpuri, deoarece prin conductibilitate ele iau mai multă căldură de la mâna noastră). Şi aici căldura trece de la corpul mai cald la cel mai rece, dar niciodată în sensul opus, astfel încât procesul nu poate fi inversat; o dată ce temperaturile a două corpuri în contact au devenit egale, nu le mai putem diferenţia decât aducând căldură din exterior pe unul dintre corpuri sau luându-i o cantitate de căldură.

De aceea cunoaşterea energiei totale, inclusiv cea termică, pe care o conţine un corp sau o piesă mecanică nu este suficientă pentru a ne spune cât de utilă poate fi această energie în practică. De exemplu, dacă am avea un corp mare fierbinte, de pildă un corp încălzit deasupra punctului de fierbere al apei, şi un altul rece, acest ansamblu constituie o sursă utilă de energie, deoarece am putea folosi căldura turnând apă pe obiectul fierbinte şi producând astfel vapori. Aceştia pot pune în funcţiune o maşină cu abur, iar aburul care iese din maşină poate fi din nou condensat şi reutilizat în acelaşi mod. Pe de altă parte, dacă am lăsa corpul rece şi cel cald să-şi egaleze temperaturile prin conductibilitate termică, punându-le în contact, ele vor conţine tot aceeaşi cantitate de energie, dar aceasta va fi neutilizabilă. Suntem în mod normal tentaţi să credem că, de exemplu, căldura unui cazan este suficientă pentru a produce abur şi a pune în funcţiune o maşină cu abur, dar considerăm ca ceva de la sine înţeles că pe lângă aceasta avem şi o sursă care furnizează apă la temperatura obişnuită, or tocmai această diferenţă de temperatură este esenţială. Dacă am trăi pe o planetă atât de caldă încât toată apa ar fi evaporată, n-am putea să transformăm niciodată această căldură în energie mecanică cu ajutorul unei

maşini cu abur sau pe vreo altă cale.

Este deci necesar ca, pe lângă energie, să mai introducem o altă mărime, numită *energie liberă*. Energia liberă este o măsură a acelei părţi din energia totală a unui corp care poate fi transformată în alte forme utile de energie. Energia mecanică, electrică şi magnetică fac parte totdeauna integral din energia liberă; în ceea ce priveşte energia termică, numai o parte din ea poate fi inclusă în aceasta. În exemplul celor două corpuri, energia liberă este evident mai mare atunci când ele se află la temperaturi diferite decât atunci când temperaturile lor s-au egalat. Căldura fiind transferată prin conductibilitate de la corpul mai cald la cel mai rece, corpul cald pierde tot atâta energie cât primeşte cel rece, dar, întrucât energia liberă scade, corpul cald trebuie să piardă mai multă energie liberă decât primeşte cel rece. Diferenţa dintre energia totală şi cea liberă este deci o măsură a cantităţii de căldură înmagazinată care nu poate fi utilizată în practică. Această mărime este strâns legată de noţiunea de entropie. Nu este necesar pentru scopul nostru să explicăm exact ce se înţelege prin entropie sau cum se măsoară ea, dar este important să accentuăm legătura sa strânsă cu diferenţa între energia totală şi cea liberă.

Când se pierde energie liberă fără a o utiliza într-un scop practic, aşa cum se întâmplă în cazul conductibilităţii termice sau în procesul frânării prin frecare a unui corp în mişcare, diferenţa dintre cele două tipuri de energie, şi o dată cu ea entropia, creşte. De fapt, în orice schimbare care are loc într-un grup de obiecte nesupuse nici unei influenţe exterioare, entropia poate numai să crească, dar niciodată să scadă. Un proces în care entropia nu se modifică este reversibil şi, de obicei, putem aranja astfel încât procesul să aibă loc şi în celălalt sens. *Procesele în care entropia creşte sunt ireversibile.*

Această afirmaţie cu privire la creşterea entropiei rezumă aşa-numita lege a doua a termodinamicii. Prim a lege este pur şi simplu legea conservării energiei, inclusiv energia termică, lege cu care ne-am mai întâlnit.

Entropia este foarte similară cu dezordinea. Faptul că putem egala uşor temperaturile a două corpuri, dar în schimb este greu să le diferenţiem, seamănă mult cu aceea că ordinea se poate transforma uşor în dezordine, dar este greu să inversăm procesul. De exemplu, ne este uşor să amestecăm un pachet de cărţi de joc, dar este mult mai greu să le rearanjăm în ordine; este uşor să transformăm o stare ordonată de lucruri, în care avem zahărul într-un borcan şi sarea în altul, într-o stare dezordonată în care ele sunt amestecate, dar este practic imposibil să le mai separăm. Imposibilitatea de a face, de exemplu, dintr-o omletă, ouă este o

metaforă cunoscută. Amestecând cărţile de joc, sau amestecând zahărul cu sarea sau transformând un ou în omletă, facem să crească entropia. Vom vedea mai târziu că entropia şi dezordinea nu sunt numai similare, ci pur şi simplu sunt unul şi acelaşi lucru.

CĂLDURA ŞI MIŞCAREA ATOMILOR

Se pune acum întrebarea: căldura, ca şi electricitatea, este ceva fundamental care trebuie inclus în formularea legilor de bază ale naturii sau poate fi explicată în funcţie de alte lucruri cunoscute? Se constată că ea poate fi complet explicată cunoscând proprietăţile atomilor şi mişcarea lor. Aceasta constituie obiectul aşa-numitei teorii cinetice a căldurii, sau mecanica statistică, care s-a dezvoltat în decursul secolului al XIX-lea.

Am văzut în capitolul precedent că materia este constituită din atomi, care se pot găsi separaţi unul de altul sau legaţi laolaltă în molecule. Cele mai multe dintre gazele obişnuite constau din molecule. De exemplu, aerul conţine molecule de oxigen, formate, la rândul lor, din câte doi atomi de oxigen, şi molecule de azot care conţin câte doi atomi de azot. Care este diferenţa între aer rece şi aer cald? Conform teoriei cinetice, diferenţa este că în aerul cald moleculele se mişcă încoace şi încolo cu viteze mai mari.

Dacă am putea privi printr-un microscop cu mult mai puternic decât cele care există în practică, am vedea că aerul este format din molecule care se agită încoace şi încolo într-o mişcare neregulată, ca un roi de albine care a fost deranjat. Totuşi, în timp ce albinele pot evita ciocnirile dintre ele, fiecare moleculă se mişcă, după legile mecanicii, în linie dreaptă şi cu viteză uniformă, până ce se ciocneşte fie cu o altă moleculă, fie cu un perete care înconjură incinta unde se află. În aerul la presiune normală există un spaţiu destul de mare între diferitele molecule. Întrucât metodele din capitolul precedent nu permit evaluarea mărimii şi greutăţii unei molecule, putem calcula distanţa dintre o moleculă şi vecina sa cea mai apropiată din aer; această distantă este de circa zece ori mai mare decât diametrul moleculei şi, de obicei, molecula poate parcurge o distanţă de circa o mie de ori mai mare decât diametrul său până ce suferă o ciocnire. Intr-o asemenea ciocnire, pe care trebuie s-o considerăm elastică, în sensul definit în cap. 1, ambele molecule care se ciocnesc îşi schimbă direcţia şi, în general, viteza, dar în aşa fel încât energia lor totală rămâne aceeaşi.

Drumul fiecărei molecule este deci extrem de complicat. Ea se deplasează în linie dreaptă numai pe distanţe foarte mici, în medie de ordinul câtorva zecimi de miimi dintr-un centimetru. După aceea, ciocnindu-se cu altă moleculă, îşi modifică într-un fel sau altul direcţia şi viteza, îşi continuă mişcarea până la următoarea ciocnire ş.a.m.d. În principiu, dacă am putea determina cu ajutorul

unui microscop imaginar poziţia exactă şi mişcarea exactă ale tuturor moleculelor, am putea calcula care dintre ele se vor ciocni şi care va fi mişcarea lor după ciocnire. Ţinând seama de numărul enorm de molecule cu care avem de-a face, această încercare n-ar avea sorţi de izbândă, chiar dacă am dispune de instrumente suficient de fine pentru observaţiile necesare. Dar tocmai fiindcă numărul moleculelor este atât de mare, nu ne interesează soarta uneia singure. Pentru a explica comportarea fizică a aerului este necesar să ştim doar ce se petrece, în medie, cu un număr mare de molecule.

De exemplu, una dintre mărimile importante ce caracterizează comportarea unui gaz, ca aerul, este presiunea. Orice gaz exercită o presiune asupra pereţilor incintei în care se află şi care împiedică destinderea lui. În aerul obişnuit, presiunea asupra unui perete nu este observată, deoarece şi de partea cealaltă a peretelui există aer care exercită exact aceeaşi presiune în sens opus. Dacă însă de partea cealaltă a peretelui aerul a fost îndepărtat cu o pompă de vid, forţa care se exercită acum numai într-un sens este capabilă să spargă peretele, dacă acesta nu este suficient de rezistent. Se ştie că în aerul obişnuit această forţă este de un kilogram pe fiecare centimetru pătrat din suprafaţa peretelui.

Conform teoriei cinetice, această presiune se datoreşte ciocnirilor moleculelor de perete. După ciocnirea cu peretele, aceste molecule ricoşează, ceea ce înseamnă că îşi schimbă viteza. Conform legii lui Newton, rezultă deci că, atunci când au venit în contact cu peretele, asupra moleculelor trebuie să fi acţionat o forţă şi, conform legii acţiunii şi reacţiunii, asupra peretelui trebuie să fi acţionat de asemenea o forţă egală şi de sens opus. Această forţă poate fi calculată dacă cunoaştem numărul de molecule care lovesc peretele în unitatea de timp şi viteza lor. Dacă facem să crească viteza moleculelor, creşte si forţa exercitată de fiecare dintre ele în timpul unei ciocniri şi în acelaşi timp şi numărul ciocnirilor, căci moleculele vor lovi peretele cu o frecvenţă mai mare. În consecinţă, presiunea este proporţională cu pătratul vitezei moleculelor. Ea depinde de asemenea de masa moleculelor: moleculele mai grele exercită o forţă mai mare. Presiunea este deci proporţională cu masa înmulţită cu pătratul vitezei, adică cu energia cinetică a moleculei. Se ştie, pe de altă parte, că pentru o cantitate dată de gaz presiunea creşte cu temperatura, ceea ce este echivalent cu a spune că tendinţa unui gaz de a se destinde creşte cu temperatura. Într-adevăr, dacă astupăm o sticlă „goală", adică o sticlă care conţine aer, şi o încălzim, se va ajunge la un punct în care presiunea exercitată asupra dopului de către aerul din interior va întrece destul de mult presiunea aerului din exterior pentru a

împinge dopul din gâtul sticlei. Rezultă deci că moleculele se mişcă cu viteză mai mare la temperatură mai mare.

Această afirmaţie poate fi pusă sub o formă cantitativă. Conform legii Gay-Lussac, presiunea unei cantităţi date de aer, care ocupă un volum dat la o temperatură de *t* grade Celsius, este

$$p = p_0 \left(1 + \frac{t}{T_0}\right)$$

aici p_0 este presiunea aceleiaşi cantităţi de gaz la zero grade Celsius, iar T_0 este o constantă egală cu aproximativ 273 grade Celsius. Prin urmare, dacă am răci aerul până la T_0, grade sub punctul de îngheţare a apei, astfel încât *t* să fie egal cu -273, gazul nu ar mai avea nici o presiune. În practică, dacă am încerca să răcim atât de departe aerul obişnuit, el s-ar lichefia cu mult înainte de a atinge acest punct, dar dacă pornim nu de la aerul obişnuit, ci de la aer rarefiat cu ajutorul unei pompe de vid (deci care are presiunea p_0 mai mică), putem atinge o temperatură mai scăzută fără ca el să se lichefieze. În principiu, putem deci să ne apropiem destul de mult de starea în care nu există presiune. Din consideraţiile de mai înainte rezultă că temperatura T_0 este temperatura la care toate moleculele se opresc din mişcarea lor. Acest punct este numit, de obicei, *zero absolut*. Prin urmare, este comod să folosim o nouă scară de temperaturi, denumită absolută, care foloseşte aceleaşi diviziuni ca şi scara Celsius, dar porneşte de la zero absolut în loc să pornească de la punctul de îngheţare a apei. Temperatura absolută are expresia $T = t + T_0$, dacă *t* este dat în scara centigradă uzuală.

În funcţie de temperatura absolută, legea Gay-Lussac are forma

$$p = p_0 \frac{T}{T_0}$$

adică presiunea este proporţională cu temperatura absolută. Dar, aşa cum am văzut, presiunea este proporţională cu energia cinetică a moleculelor, deci putem conchide că energia cinetică a moleculelor unui gaz este proporţională cu temperatura absolută.

Raţionamentele de până acum nu oferă nici o posibilitate de a verifica teoria cinetică, deoarece pentru a face legătura între temperatură şi viteza cu care se mişcă moleculele nu am făcut altceva decât să ne folosim de relaţia dintre temperatură şi presiune, observată experimental. Prima verificare a ipotezei o putem face comparând între ele diferite gaze. Se ştie că, la aceeaşi presiune, masa gazului conţinut într-un volum dat este

proporţională cu greutatea moleculară a gazului. De exemplu, la aceeaşi presiune un litru de oxigen cântăreşte de 16 ori mai mult decât un litru de hidrogen, şi masa moleculei de oxigen, care constă din doi atomi, este tot de 16 ori mai mare decât masa moleculei de hidrogen, care constă din doi atomi de hidrogen. Aceasta înseamnă că, la aceeaşi presiune şi temperatură, un volum dat din orice gaz conţine exact acelaşi număr de molecule. Deoarece, aşa cum am văzut, presiunea depinde numai de produsul dintre numărul de molecule şi energia cinetică a acestora, rezultă că la aceeaşi temperatură moleculele diferitelor gaze trebuie să aibă aceeaşi energie cinetică.

Ce spune teoria cinetică despre aceasta? Pentru a răspunde la întrebare, să vedem mai întâi ce se întâmplă dacă in acelaşi recipient se găsesc molecule de diferite tipuri, în speţă de diferite mase. Dacă iniţial toate moleculele ar avea aceeaşi viteză, această stare de lucruri nu s-ar putea menţine. De exemplu, la o ciocnire centrală a unei molecule grele cu una uşoară de aceeaşi viteză, molecula mai grea îşi va modifica numai cu foarte puţin viteza, în timp ce molecula uşoară va ricoşa şi, prin aceasta, viteza ei va creşte considerabil. Trebuie să generalizăm acest rezultat, considerând nu numai cazul ciocnirilor centrale, ci şi al ciocnirilor sub orice unghi. Rezultatul care se obţine astfel arată că, în cele mai multe dintre aceste ciocniri, viteza atomilor mai uşori creşte, iar cea a atomilor mai grei descreşte, până când se ajunge la o stare de echilibru când, în medie, ambele tipuri de molecule au aceeaşi energie cinetică. Din acest punct de vedere, teoria cinetică este în concordanţă cu legile gazelor, observate experimental.

Constatăm deci, atât experimental, cât şi din teoria cinetică, că energia cinetică medie a oricărui tip de moleculă este o constantă înmulţită cu temperatura absolută. Ea se scrie, de obicei, sub forma $\frac{3}{2}kT$, unde *k* este aşa-numita constantă a lui Boltzmann. Factorul *3/2* apare în această definiţie a constantei lui Boltzmann numai pentru că astfel se simplifică alte formule în care apare aceeaşi constantă.

CERTITUDINE ŞI LEGILE ÎNTÎPLĂRII

Desigur, nu trebuie să ne imaginăm că toate moleculele dintr-un gaz au aceeaşi energie. Am subliniat deja mai înainte că drumul unei singure molecule este foarte complicat şi neregulat. Totuşi, teoria cinetică ne permite să facem predicţii sigure cu privire la comportarea unui grup mare de molecule. În cazul exemplului discutat mai înainte putem vorbi cu încredere despre energia cinetică medie a moleculelor unui gaz şi despre presiunea pe care

acesta o exercită. Explicaţia o găsim în legea numerelor mari.

Ori de câte ori avem de-a face cu numere mari putem folosi legile întâmplării pentru a face prevederi sigure. Un exemplu cunoscut este cel al asigurărilor pe viaţă. Societăţile de asigurare pot supravieţui numai dacă ştiu câţi dintre deţinătorii de poliţe vor muri în următorii ani. Deşi nu se poate prezice moartea unei persoane anume, se ştie că, având de-a face cu numere mari, adică cu multe persoane, procentul celor ce vor muri într-o perioadă dată este previzibil (cu excepţia apariţiei războaielor, a epidemiilor sau a altor evenimente similare, care modifică probabilităţile).

Faptul că în teoria cinetică toate afirmaţiile ce se fac au o asemenea natură statistică constituie o caracteristica a acestei teorii; dar ele nu sunt din această cauză mai puţin sigure. Moleculele sunt cu mult mai numeroase decât numărul clienţilor celei mai mari societăţi de asigurare şi nu sunt susceptibile de a suferi dezastre neprevăzute, ca războaiele şi epidemiile, comportarea lor fiind supusă nu unor instituţii omeneşti, ci legilor naturii.

De exemplu, este perfect comparabil cu legile mecanicii ca la un anumit moment nici una dintre molecule să nu lovească pereţii vasului, deoarece s-ar putea întâmpla ca ele să se găsească într-un alt loc al vasului, astfel încât presiunea de pe pereţi să dispară. Sau s-ar putea întâmpla ca la un moment dat să lovească pereţii un număr de molecule de două ori mai mare decât cel normal sau ca cele care îl lovesc să aibă o viteză de două ori mai mare decât cea normală şi o asemenea presiune excesivă ar putea să spargă pereţii vasului. Dar în practică nu ne preocupăm de asemenea posibilităţi, deoarece probabilitatea unor asemenea evenimente este cu mult mai mică chiar decât aceea ca toţi deţinătorii de poliţe de asigurare să moară in aceeaşi zi.

Legile probabilităţii ne spun că certitudinea cu care putem prevedea numărul de apariţii a unui eveniment creşte cu rădăcina pătrată a numărului însuşi. Dacă, de exemplu, din datele asupra creşterii populaţiei unui oraş calculăm că în medie se nasc acolo 100 de copii pe săptămână, trebuie să atribuim acestei cifre o nesiguranţă aproximativ egală cu radical din 100, adică cu 10. Ne vom aştepta deci ca numărul de naşteri să fie în multe săptămâni de 90 sau 110 şi nu vom fi surprinşi chiar dacă vom găsi în unele săptămâni 120 sau 80 de naşteri, dar este cu mult mai puţin probabil ca în vreo săptămână să se nască 200 sau 50 de copii.

Să ne întoarcem la moleculele din aer. Numărul de molecule care lovesc un centimetru pătrat din suprafaţa peretelui, adică sunt efectiv în contact mecanic cu el în fiecare secundă, este de aproximativ 10^{12} (un milion de milioane). Şi aici se aplică legea

rădăcinii pătrate şi deci la timpi diferiţi acest număr diferă cu o valoare egală cu pătratul său, care este la 10^6 (un milion). Cu alte cuvinte, presiunea aerului pe un centimetru pătrat din suprafaţa unui perete variază cu aproximativ unu la un milion. Practic nu există instrumente cu care să se poată detecta variaţii atât de mici în presiunea instantanee.

Totuşi, există un mijloc de a pune în evidenţă aceste schimbări. Să presupunem că ne interesează presiunea nu pe un centimetru pătrat de suprafaţă, ci pe o particulă de praf foarte fină, abia observabilă la un microscop foarte puternic. Se ştie de multă vreme că asemenea mici particule se mişcă încoace şi încolo în mod neregulat, fenomen căruia i s-a dat numele de mişcare browniană. Să luăm o particulă cu diametru de o miime de milimetru, astfel încât suprafaţa sa să fie de 10^{-8} cm^2. În acest caz numărul de molecule de aer care o lovesc în fiecare secundă este de circa 10.000. Conform legii rădăcinii pătrate, ne aşteptăm ca acest număr să varieze la diferiţi timpi cu circa 100, adică 1%. Din aceeaşi cauză, presiunea aerului pe diferite porţiuni ale suprafeţei particulei poate să difere cu 1%; uneori va fi mai mare forţa dintr-o parte şi alteori forţa din partea cealaltă. Rezultatul va fi, evident, o mişcare neregulată a particulei de praf, adică tocmai ceea ce se observă în realitate. Putem compara situaţia unei asemenea mici particule cu cea a unei societăţi de asigurare cu foarte puţini asiguraţi; profiturile sale vor varia foarte mult de la un an la altul, deoarece numărul noilor clienţi, ca şi numărul de decese, variază puternic de la un an la altul.

Pentru a trata problema mişcării browniene se aplică teoria cinetică si rezultatele sunt din nou confirmate de experienţă. Putem înţelege foarte simplu acest fenomen, imaginându-ne că particula de praf este o moleculă de dimensiuni uriaşe, şi deci concluzia că energia cinetică a oricărei molecule va fi, în medie, aceeaşi este valabilă şi pentru o asemenea moleculă-gigant. Energia cinetică a particulei de praf va fi deci în medie tot

$$\frac{3}{2}kT$$

şi pentru dimensiunile arătate mai sus aceasta echivalează cu o viteză ceva mai mică de un centimetru pe secundă.

Întreaga teorie cinetică a fost, de fapt, enunţată cu mult înainte de a se fi adus vreo probă hotărâtoare asupra existenţei atomilor. Deşi multe dintre concluziile sale erau în concordanţă cu faptele cunoscute, ea nu dădea nici o informaţie cu privire la dimensiunile moleculelor, până ce s-a ajuns la studiul mişcării browniene. Comparaţia pe care am făcut-o permite să se determine direct din mişcarea browniană constanta lui Boltzmann si de aici să se deducă

numărul atomilor dintr-un gaz. Dacă am fi dorit să urmăm ordinea istorică, acest capitol ar fi trebuit să-1 preceadă pe cel despre atomi, întrucât teoria cinetică este mult mai veche decât cunoştinţele noastre asupra structurii atomilor. Am preferat ordinea inversă, deoarece dovezile asupra dimensiunilor atomi lor pe care ni le dau mişcarea browniană şi alte aplicaţii ale teoriei cinetice implică raţionamente mai complicate şi nu sunt la fel de uşor de intuit ca celelalte metode.

NOI VERIFICĂRI ŞI UNELE DIFICULTĂŢI

Până acum am vorbit numai despre bazele teoriei cinetice, dar chiar cele mai importante aplicaţii ale sale sunt atât de numeroase, încât nu pot fi descrise aici. De exemplu, această teorie ne dă posibilitatea să explicăm ce este căldura specifică a gazelor. Fie un gaz monoatomic, adică un gaz în care fiecare atom se mişcă izolat, fără a forma o moleculă, aşa cum este cazul gazului nobil heliu. Atunci când încălzim un asemenea gaz, nu facem altceva decât să producem o mişcare neregulată a atomilor săi şi deci toată energia termică pe care am cedat-o gazului este egală cu energia cinetică $\frac{3}{2}kT$. Pentru a găsi deci cantitatea de căldură conţinută într-un asemenea gaz, trebuie să înmulţim pe $\frac{3}{2}kT$ cu numărul de atomi. Căldura specifică, adică creşterea de energie la ridicarea temperaturii cu un grad, este egală cu $\frac{3}{2}k$ pe un atom.

Totuşi, dacă considerăm un gaz în care moleculele conţin mai mult de un atom, atunci, în afară de mişcarea dezordonată, ele mai sunt capabile şi să se rotească în jurul centrelor lor. Ca rezultat al ciocnirilor, moleculele sunt, în genere, într-o stare de rotaţie. Şi acestei rotaţii îi revine o cantitate de energie cinetică. Pentru a afla ce fracţiune din energia cinetică îi revine acestei rotaţii, trebuie să aplicăm raţionamente statistice ciocnirii moleculelor între ele şi trecerii energiei de rotaţie în energie de mişcare a moleculei ca un întreg, şi viceversa. Soluţia problemei poate fi formulată spunând că energia cinetică este aceeaşi pentru fiecare „grad de libertate". Am introdus noţiunea de grad de libertate la sfârşitul primului capitol şi am arătat acolo că mişcarea unui corp implică trei grade de libertate dacă nu ţinem seama de rotaţie; aceea a unei bare — cinci, dacă nu luăm în consideraţie mişcarea de rotaţie a barei în jurul axei sale, sau şase, dacă o luăm în consideraţie etc. Trebuie deci să considerăm că energia cinetică pe un grad de libertate este egală cu

$\frac{3}{2}kT$. O moleculă biatomică, cum este cea de oxigen sau de azot, se aseamănă cu o bară rigidă, dar fără a avea posibilitatea să se rotească în jurul axei sale, căci aceasta ar însemna că atomii se rotesc în jurul propriilor lor centre. Ea are deci cinci grade de libertate şi energia sa cinetică ar trebui deci să fie $\frac{5}{2}kT$. Cu alte cuvinte, căldura sa specifică ar trebui să stea în raportul *5/3* faţă de căldura specifică a heliului, ceea ce se şi constată în realitate.

Acest raţionament presupune că molecula de oxigen este perfect rigidă, adică cei doi atomi ai săi păstrează între ei o distanţă fixă. De fapt, e de presupus că această distanţă reprezintă un compromis între o forţă de atracţie şi una de respingere. Conform legilor chimiei, doi atomi de oxigen se atrag, dar dacă se apropie prea mult unul de altul apare o respingere, atomii fiind mai mult sau mai puţin impenetrabili. Rezultă că trebuie să existe o anumită distanţă la care atracţia şi respingerea se compensează, iar la această distanţă atomii sunt în echilibru mecanic, întocmai ca în cazul unei greutăţi suspendate de un arc contra gravitaţiei. Dacă tragem corpul prea mult în jos, tensiunea crescută a arcului va fi mai mare decât forţa gravitaţiei, care acţionează asupra sa de sus în jos; dacă greutatea este prea sus, arcul se va destinde şi va apărea o forţă netă îndreptată în jos. Există numai un punct unde cele două forţe se echilibrează.

Pe de altă parte, dacă suspendăm o greutate de un arc şi o lovim, ea oscilează în sus şi în jos până ce forţa de frecare îi opreşte mişcarea. Tot aşa trebuie să presupunem că, prin ciocnire, cei doi atomi de oxigen dintr-o moleculă sunt deplasaţi din poziţia lor de echilibru şi că atunci ei suferă oscilaţii datorită cărora distanţa dintre ei creşte şi descreşte în mod periodic.

Dacă aplicăm teoria noastră procesului prin care ciocnirile dau naştere unor asemenea vibraţii, ajungem din nou la concluzia că, în medie, acestui nou grad de libertate, corespunzător vibraţiei, i se repartizează o energie cinetică de $\frac{1}{2}kT$. Dar în acest caz sistemul poate avea atât energie cinetică, cât şi energie potenţială. Pentru a ne întoarce la exemplul arcului şi greutăţii, la sfârşitul mişcării, când arcul este întins sau când greutatea a fost ridicată la maximum contra gravitaţiei, ea se va opri înainte de a-şi inversa direcţia mişcării şi în acel moment nu există energie cinetică: întreaga energie este potenţială. Se poate arăta că, în medie, cele două feluri de energie sunt egale şi deci vibraţiei îi corespunde şi o energie

potenţială $\frac{1}{2}kT$. Ar rezulta deci că, dacă ţinem seama de posibilitatea de vibraţie, molecula de oxigen ar trebui să conţină nu $\frac{5}{2}kT$, ci $\frac{7}{2}kT$, şi aceasta nu ar fi în acord cu faptele observate. Aici apare o contradicţie între teoria cinetică şi experienţă. Această discrepanţă nu se regăseşte totdeauna. La unele molecule se observă într-adevăr această contribuţie a vibraţiilor lor interne. Ea se observă în special la moleculele grele şi la temperaturi înalte. Vom vedea mai târziu că discrepanţa nu se datoreşte unei defecţiuni a teoriei cinetice, ci constituie una dintre indicaţiile că legile fundamentale ale mecanicii devin insuficiente pentru fenomenele care se petrec la scara atomică.

Aceeaşi dificultate, dar într-o formă mult mai gravă, apare dacă ţinem seama de faptul că fiecare atom conţine un nucleu şi electroni. De exemplu, fiecare atom de oxigen conţine 8 electroni şi, dacă ţinem seama şi de mişcarea acestora, molecula de oxigen ar trebui să aibă nu 5 sau 6, ci 54 grade de libertate. Dacă ciocnirile ar avea ca rezultat o mişcare neregulată a electronilor în interiorul atomilor, s-ar ajunge la cantităţi de căldură mult mai mari decât cele pe care le găsim în practică. Concluzia ce se impune este deci că în mişcarea unui gaz, cum este oxigenul, ciocnirile nu afectează mişcarea internă a atomului. Această concluzie este cu totul diferită de rezultatul la care ar trebui să ne aşteptăm dacă, spre exemplu, de sistemul nostru solar s-ar apropia vreodată suficient de mult un alt soare cu planetele sale; găsim aici o nouă confirmare a concluziei la care am ajuns în capitolul precedent, şi anume că există diferenţe importante între comportarea unui atom şi cea a Soarelui şi a planetelor.

Aşadar, cu toate că în stadiul actual al parcurgerii materialului nu putem schiţa o descriere „mecanică" a ceea ce se petrece în interiorul unui atom, rezultatele descrise mai sus ne obligă să considerăm atomul, pentru cele mai multe scopuri, ca o structură rigidă, a cărui mişcare internă nu este afectată uşor de forţele din exterior.

CORPURILE SOLIDE ŞI LICHIDELE

Până acum am aplicat doar gazelor teoria cinetică, dar ca poate fi folosită şi pentru a înţelege structura solidelor şi a lichidelor. Ne oprim mai întâi asupra corpurilor solide.

Am văzut deja că, pentru a explica unele fenomene, chimia reclamă existenţa unor forţe de atracţie între atomi şi, pe de altă parte, că această atracţie se transformă în respingere când atomii ajung efectiv în contact unul cu altul. Deci, dacă într-un spaţiu mic

se află un număr mare de atomi, forţele tind să-i apropie pe cât posibil, fără însă ca ei să se întrepătrundă; aceasta duce în general la o structură regulată. De exemplu, dacă presupunem că atomii se comportă ca nişte sfere rigide de dimensiuni egale, care se atrag reciproc, ei vor tinde să se „stivuiască“ cât mai strâns, ca în figura 27. Dacă umplem o cutie cu mici sfere egale, de exemplu cu bile, şi scuturăm puţin cutia pentru ca bilele să se taseze, ele se vor aşeza în straturi, fiecare strat prezentându-se exact ca în figura 27.

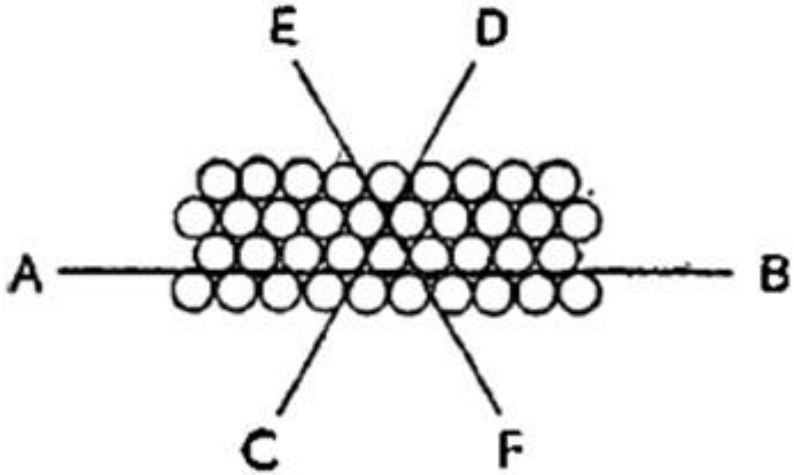


Fig. 27. Sfere înghesuite

De fapt, atomii pot forma structurile cele mai variate, deoarece forţele dintre ei sunt de naturi diferite. Ei pot fi, de exemplu, destul de moi (asemănându-se mai degrabă cu mingi de cauciuc decât cu bile rigide) şi forţele de atracţie joacă în acest caz un rol important. Într-un compus, diferiţii atomi pot avea dimensiuni diferite, şi aceasta afectează de asemenea structura. Dar interesant este că totdeauna se formează o structură regulată în care un grup de atomi se repetă periodic. O asemenea structură regulată de atomi se numeşte „reţea“; cele mai multe substanţe solide sunt formate din asemenea ‚reţele“ de atomi. Această repetare regulată face ca ele să fie reţele perfecte pentru difracţia radiaţiilor Röntgen, despre care am discutat în capitolul precedent. Într-adevăr, difracţia radiaţiilor Roöntgen poate fi folosită în scopul determinării reţelei cristaline, adică a modului de aranjare a atomilor în reţea.

O structură regulată ca cea din figura 27 favorizează anumtite direcţii faţă de celelalte. Dacă, de exemplu, rupem în două o asemenea reţea, aceasta se realizează cel mai uşor de-a lungul unor linii ca *AB* sau *CD* ori *EF*. Rezultă că asemenea „cristale" vor tinde să se spargă în aşa fel, încât feţele lor să formeze între ele anumite unghiuri bine precizate. Această comportare ne este tuturor

familiară, deoarece apare la unele minerale şi pietre şi în particular la toate pietrele preţioase; de asemenea această tendinţă se manifestă în mod clar la grăunţii de sare sau de zahăr. În metale, cum ar fi oţelul sau aluminiul, ea nu este evidentă, întrucât acestea sunt formate dintr-un mozaic foarte fin, fiecare părticică a acestuia având o structură de genul celei din figura 27, însă reţelele diferitelor părticele au direcţii diferite. O asemenea structură este denumită microcristalină, deoarece e formată din mici cristale. În cazul metalelor, natura şi dimensiunile acestor microcristale au o mare importanţă tehnologică.

Faptul că atomii, între care ştim că acţionează forţe de atracţie şi de respingere, tind să formeze asemenea reţele regulate este o consecinţă directă a mecanicii, dar fără a afla date noi despre aceste forţe nu putem prevedea în nici un caz particular care anume reţea se va forma. Ce se întâmplă dacă încălzim substanţa? In acest caz atomii sunt din nou în mişcare, dar într-un solid ei nu se pot depărta prea mult unul de altul, datorită forţelor dintre' ei. Rezultatul este că atomii vibrează în jurul poziţiei lor de echilibru.

Pentru a stabili cât de mare este această vibraţie, trebuie să aplicăm din nou teoria cinetică. Se constată că regula privitoare la energia cinetică medie se aplică şi aici. Dacă o substanţă solidă conţine N atomi, fiecare dintre ei are trei grade de libertate şi deci energia lor cinetică va fi, în medie, $\frac{3}{2}NkT$; şi aici energia potenţială este egală în medie cu cea cinetică, astfel că energia totală de vibraţie va fi *3NkT*. Demonstraţia acestui rezultat cu ajutorul teoriei cinetice sau al mecanicii statistice este oarecum abstractă, dar o dovadă în sprijinul său o poate aduce studiul ciocnirilor unor molecule de gaz cu suprafaţa unui astfel de cristal. Se constată că, în medie, în astfel de ciocniri moleculele de gaz nici nu pierd, nici nu câştigă energie dacă energia lor cinetică medie este egală cu energia cinetică a fiecărui atom din cristal.

Se impune deci concluzia că cantitatea de căldură conţinută într-o substanţă solidă la temperatura *T* este egală cu *3NkT*, unde *N* este numărul de atomi. Căldura specifică este *3Nk*. Această lege, denumită „legea Dulong şi Petit“, se verifică în cazul celor mai multe corpuri solide, cu condiţia ca temperatura lor să nu fie prea scăzută, dar nu este niciodată, valabilă la temperaturi foarte mici. Cantitatea de căldură conţinută într-un solid adus la o temperatură apropiată de zero absolut este cu mult mai mică decât cea care ar corespunde acestei legi. Astfel, comportarea solidelor la temperaturi scăzute constituie o nouă contradicţie, care arată că ceea ce ştim până aici despre legile naturii este încă incomplet.

Similar se poate arăta că elasticitatea corpurilor solide (adică

faptul că este necesară o forţă pentru a le modifica forma şi că după ce forţa încetează să acţioneze ele tind să se întoarcă la forma normală) poate fi înţeleasă cu ajutorul noţiunii de atomi şi a forţelor dintre ei.

Forţa necesară pentru a sparge asemenea corpuri sau a le da o deformare permanentă reprezintă o problemă mult mai complicată şi abia în ultimii douăzeci de ani a devenit posibilă tratarea ci într-o formă cantitativă.

De asemenea putem înţelege de ce substanţele solide se topesc, adică devin lichide atunci când sunt încălzite la o temperatură suficient de ridicată. Astfel, pe măsură ce se ridică temperatura, vibraţiile fiecărui atom în jurul poziţiei lui de echilibru devin tot mai puternice. Atomii vecini vor devia şi ei din ce în ce mai mult de la poziţia normală în reţea. Or, poziţia normală a fiecărui atom este determinată numai de forţele exercitate de atomii învecinaţi; deci dacă aceştia sunt deranjaţi din poziţiile lor normale, atunci şi atomul considerat nu mai stă la locul său. Rezultă că, pe măsură ce vibraţiile atomilor în jurul poziţiei normale cresc, tendinţa lor de a rămâne într-o reţea regulată descreşte, până ce se ajunge la un punct când regularitatea dispare cu totul, aranjarea atomilor devenind haotică.

Am putea compara această situaţie cu o coloană lungă de soldaţi care merg în marş. Pe măsurii ce obosesc, unii dintre ei nu mai menţin corect pasul. La început aceasta nu va perturba regularitatea marşului coloanei; dar se va atinge punctul când în raza de vedere a fiecărui soldat tot atâţia soldaţi sunt în pas câţi ajung să meargă în voie, şi în acest moment nu va mai exista nici o ordine.

Aşa se reprezintă schematic procesul topirii. În lumina teoriei atomice putem înţelege şi cum se poate transforma un lichid sau un solid într-un gaz. Să considerăm atomii de la suprafaţa unui solid sau a unui lichid. Deşi aceşti atomi vibrează, ei rămân totdeauna în sfera forţei de atracţie a vecinilor lor (aflaţi la distanţe regulate sau neregulate unii faţă de alţii); însă viteza cu care se mişcă atomii încoace şi încolo nu este totdeauna aceeaşi. Uneori ea e mai mică, alteori însă atomul vibrează mai puternic, deoarece se poate nimeri ca mișcarea tuturor vecinilor săi să se combine astfel încât să-l împingă într-o anumită direcţie. Din când în când se poate întâmpla ca un atom să dobândească suficientă viteză pentru a se îndepărta de vecinii săi şi a scăpa în afara substanţei considerate. Astfel spaţiul de deasupra lichidului sau a solidului conţine câţiva atomi care se mişcă liber, constituind un gaz. Se întâmplă uneori ca un atom al unui astfel de gaz să lovească suprafaţa lichidului sau a solidului şi să împartă energia sa cinetică cu atomii pe care-i întâlneşte. Drept urmare, el nu mai reţine de obicei suficientă

energie pentru a scăpa din nou. Dacă iniţial a fost doar lichidul sau solidul şi de loc gaz, atunci atomii vor continua să scape de la suprafaţă, făcând să crească cantitatea de gaz, până ce numărul atomilor care lovesc suprafaţa şi sunt captaţi egalează numărul celor ce scapă de pe ea. Numărul atomilor care părăsesc suprafaţa depinde, evident, de temperatură. Cu cât este mai mare temperatura, deci cu cât vibrează mai tare atomii, cu atât va fi mai mare probabilitatea ca un atom să dobândească suficientă energie pentru a scăpa in exterior şi, prin urmare, presiunea de vapori la echilibru a unui lichid sau a unui solid, adică acea presiune de vapori la care tot atâţia atomi ies din substanţă câţi intră, creşte cu creşterea temperaturii.

Aceste exemple sunt suficiente pentru a arăta că întreaga comportare normală a materiei poate fi redusă, în ultimă instanţă, la comportarea mecanică a atomilor şi la legile statisticii, aplicate unui număr mare de atomi. Evident, în acest capitol nu am atins stadiul în care am putea prevedea caracteristicile mecanice a oricărei substanţe date plecând de la principii de bază, întrucât nu am aflat încă precis care anume sunt forţele dintre atomi. Important este însă că suntem în măsură să ne dăm seama că aceste probleme se reduc la problema structurii atomice şi a forţelor de interacţiune dintre atomi, cu alte cuvinte că comportarea materiei este o consecinţă a legilor fundamentale care guvernează structura şi comportarea atomilor.

Deşi raţionamentele noastre, bazate pe mecanica clasică şi pe teoria cinetică, au fost confirmate pe foarte multe căi, rămân totuşi unele contradicţii importante şi nu putem pretinde că înţelegem structura materiei înainte ca aceasta să fi fost elucidată.

CĂLDURA RADIANTĂ

O contradicţie deosebit de importantă de acest tip apare atunci când studiem emisia undelor electromagnetice, cum ar fi radiaţia termică sau lumina, de către un corp încălzit. Acest proces ne este tuturor familiar şi îl putem observa, de exemplu, atunci când conectăm la reţeaua electrică un radiator electric şi-i lăsăm rezistenţa să se încălzească treptat. La început el nu emite lumină vizibilă, dar dacă apropiem mâna, simţim că radiază căldură, care, după cum am văzut, constă din aşa-numitele raze infraroşii. Pe măsură ce temperatura creşte, această radiaţie creşte şi ea în intensitate şi la un moment dat apare o lumină roşie slabă. Spunem atunci că elementul radiatorului este „încins la roşu“. Pe măsură ce temperatura continuă să crească, lumina devine mai intensă şi în acelaşi timp îşi schimbă culoarea, trecând spre galben. În cazul radiatorului electric obişnuit, aceasta corespunde temperaturii maxime ce se poate atinge, însă putem continua experienţa privind

filamentul unui bec electric, care este confecţionat din acelaşi tip de sârmă cu rezistenţa radiatorului, dar care se poate înfierbânta şi mai tare. În cazul becului, lumina este mult mai intensă şi are aproape aceeaşi culoare ca şi Soarele. Spunem că firul este „încins la alb“. În arcul electric, care este şi mai fierbinte, lumina are o nuanţă albăstruie, adică culoarea e încă şi mai mult deplasată înspre capătul violet al spectrului decât în cazul luminii Soarelui. Un arc de carbon poate fi mai fierbinte decât suprafaţa Soarelui. S-a constatat că, de fapt, culoarea şi intensitatea luminii nu depind prea mult de natura corpului care o produce, ci mai ales de temperatura sa. Cazul ideal este acela al aşa-numitului corp negru, şi explicarea cantităţii de radiaţie produse de un corp negru de o anumită temperatură, ca şi a culorii acestei radiaţii, constituie una dintre problemele-cheie în studiul radiaţiei termice.

Problema poate fi pusă şi sub forma următoare. Să ne imaginăm un asemenea corp negru închis într-o încăpere ai cărei pereţi sunt perfect reflectători (oglinzi) şi deci reflectă radiaţia fără a absorbi nimic din ea. În acest caz, pe măsură ce corpul negru emite tot mai multă radiaţie, aceasta va parcurge dezordonat distanţele dintre pereţii reflectători, afară de o parte care va cădea din nou pe corp şi va fi absorbită. Acest proces va continua până se va atinge starea de echilibru, în care corpul absoarbe tot atâta radiaţie câtă emite. Dacă ştim câtă lumină de o anumită culoare există la echilibru, putem calcula câtă radiaţie emite corpul în orice moment dat.

Aplicând teoria cinetică la această problemă, se obţine un rezultat foarte simplu, dar surprinzător prin consecinţele sale, şi anume că atât energia electrică, cât şi cea magnetică a undelor de lumină este egală, în medie, cu $\frac{1}{2}kT$ pe fiecare grad de libertate. Dar câte grade de libertate are câmpul radiativ, sau câmpul electromagnetic, într-o astfel de încăpere? Pentru a avea complet dat câmpul electric trebuie să-i cunoaştem intensitatea, direcţia şi sensul în fiecare punct al spaţiului; dar numărul de puncte din incinta noastră este nelimitat, deci ar trebui să existe un număr infinit de grade de libertate şi ar trebui, prin urmare, să nu se atingă niciodată starea de echilibru. Această concluzie este însă în contradicţie cu experienţa.

Sub un alt aspect situaţia este ilustrată în figura 28. Aici este redată dependenţa intensităţii luminii de o anumită culoare de temperatură. Temperatura este trecută pe axa orizontală şi intensitatea luminii pe cea verticală (pe axele de coordonate). Linia dreaptă punctată reprezintă rezultatul care decurge din teoria cinetică (curba teoretică) care ne spune că intensitatea radiaţiei de orice culoare ar trebui să crească proporţional cu temperatura.

Celelalte curbe cu linii continue arată cum variază în realitate intensitatea luminii în cazul diferitelor culori. La temperaturi foarte ridicate, fiecare dintre aceste curbe este paralelă cu cea teoretică şi diferă de ea doar relativ puţin. La temperaturi joase însă intensitatea găsită experimental este mult diferită de cea prevăzută de teorie. De exemplu, la temperatura corespunzătoare liniei verticale, notată în figură cu a, practic nu există de loc lumina vizibilă, deşi teoria cinetică prevede aici o intensitate însemnată. La punctul b există o lumină roşie de intensitate apreciabilă, dar mult mai puţină lumină verde şi de loc violetă. În c toate culorile au intensităţi comparabile.

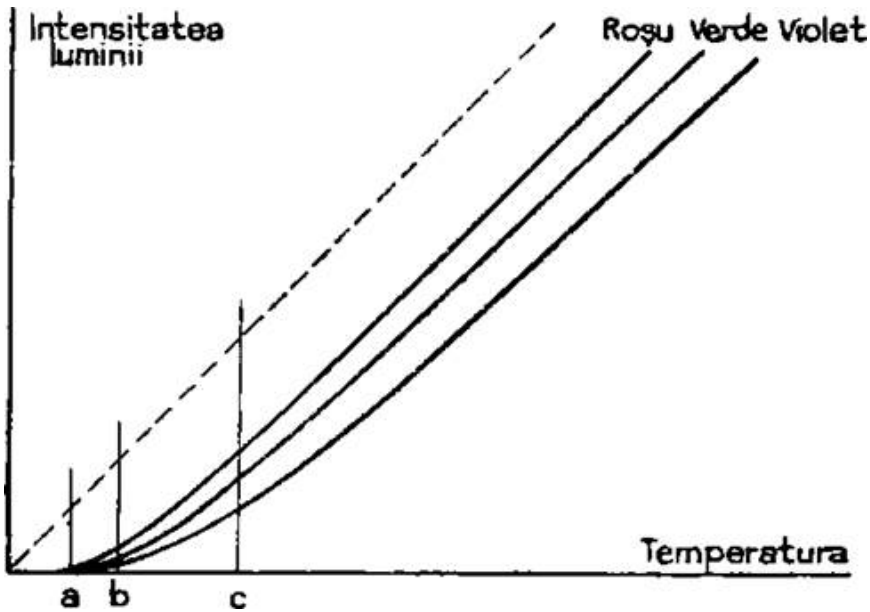


Fig. 28. Radiaţia termică

Aici avem din nou un caz în care prevederile, în aparenţă sigure, ale teoriei cinetice dau greş. Am putea adăuga că, în lista contradicţiilor menţionate până aici, doar aceasta din urmă prezintă un interes istoric deosebit, deoarece, încercând s-o înţeleagă, Max Planck a ajuns la necesitatea introducerii ipotezei cuantelor de acţiune, care a deschis drumul rezolvării celor mai multe din aceste dificultăţi.

Asupra acestor idei noi ne vom opri o bună parte din restul cărţii prezente, dar în discutarea lor va fi necesar să ne referim la rezultatele unei alte ramuri importante care s-a dezvoltat în secolul nostru, şi anume teoria relativităţii.

6
Teoria relativităţii

CONSIDERAŢII GENERALE

În acest capitol vom face cunoştinţă cu prima dintre revoluţiile provocate în gândirea ştiinţifică de descoperirile secolului al XX-lea. Ca să ne exprimăm în limbajul fizicianului, conţinutul capitolelor precedente este considerat ca fizică „clasică", spre deosebire de teoriile „moderne" care vor fi expuse acum.

Ideile relativităţii au întâmpinat o puternică opoziţie atât din partea fizicienilor, cât şi din partea filozofilor. Fizicienii au privit noua ipoteză cu spiritul critic, propriu profesiunii lor, cu care trebuie să privească orice teorie nouă până ce aceasta trece prin tripla verificare pe care o impune fizica. În primul rând, ea trebuie să lase neatinse succesele cercetărilor anterioare şi să nu răstoarne explicaţiile observaţiilor care au folosit tocmai la confirmarea ideilor anterioare. În al doilea rând, ea trebuie să explice în mod consistent noile fapte care au pus în dubiu ideile precedente şi care au sugerat noua ipoteză. Şi, în al treilea rând, ea trebuie să prevadă fenomene noi sau relaţii noi între diferite fenomene, fie necunoscute până atunci, fie numai vag bănuite în momentul în care ea a luat naştere.

Acest proces a necesitat un oarecare timp în cazul teoriei relativităţii, deoarece ea joacă un rol important numai în cazul corpurilor care se mişcă cu o viteză comparabilă cu cea a luminii. Întrucât la apariţia teoriei relativităţii asemenea corpuri nu erau la îndemâna observatorului, posibilităţile de verificare erau prea rare şi de multe ori verificarea necesita observaţii extrem de dificile, de precizie foarte mare. Între timp, particulele care se mişcă cu viteze foarte mari au devenit obişnuite în orice laborator de fizică. Nu mai avem acum de-a face cu mici corecţii în comportarea acestor particule care să necesite măsurători de înaltă precizie, ci caracterul relativist al mişcării lor are efecte însemnate, imposibil de neglijat. Privind lucrurile sub aspect practic, când inginerii proiectează maşini destinate cercetărilor de fizică în care particulele elementare sunt accelerate până la viteze foarte mari, ei sunt obligaţi să includă în aceste maşini dispozitive foarte costisitoare şi care devin necesare numai din cauza aspectului caracteristic relativist al mişcării particulelor. Ei nu sunt de loc dispuşi să considere acest aspect drept rezultatul unor speculaţii gratuite sau eronate. În prezent nici un fizician familiarizat cu experienţele cu particule rapide nu ar mai putea pune la îndoială principiile relativităţii.

Opoziţia filozofilor se datoreşte faptului că teoria relativităţii a abordat noţiuni care au fost totdeauna considerate ca fiind de domeniul filozofilor. S-a pus la îndoială dreptul fizicienilor de a discuta concepte pe care filozofii le-au considerat ca adevăruri evidente şi indiscutabile.

În momentul de faţă pare să fie aproape unanim recunoscut faptul că ideile noastre despre spaţiu şi timp derivă în ultimă instanţă direct din experienţa asupra lumii exterioare şi că multe afirmaţii pe care le considerăm evidente sunt adevărate numai în limitele experienţei noastre practice. Ele se pot dovedi nejustificate atunci când sunt extinse la situaţii cu care nu suntem obişnuiţi.

În istoria fizicii, asemenea situaţii sunt curente. Descoperirea că Pământul se roteşte în jurul propriei sale axe era în contradicţie cu intuiţia mecanică bazată pe experienţa zilnică. Atunci când învăţăm la şcoală despre opoziţia pe care a întâmpinat-o la început această idee, suntem tentaţi să-i considerăm pe savanţii evului mediu, care nu au vrut s-o accepte, ca având un orizont nemaipomenit de îngust; însă singurul motiv pentru care noi găsim evidentă această idee este faptul că ne-am familiarizat cu ea încă din perioada şcolarizării şi am acceptat-o înainte ca spiritul nostru critic să se fi dezvoltat suficient pentru a o pune în discuţie.

Conţinutul legii lui Galileu, care spune că un corp în mişcare tinde să-şi continue mişcarea, părea în contradicţie cu experienţa de fiecare zi şi punerea ei la îndoială de către savanţii timpului respectiv a fost la început justificată. Ea a fost acceptată cu greu de către gânditorii acelui timp, care nu puteau concepe idei abstracte despre mişcare.

Şi faptul că lumina are o viteză finită este în contradicţie cu intuiţia noastră. E greu să ne obişnuim chiar numai cu gândul că viteza sunetului este finită; chiar atunci când urmărim pe cineva care taie lemne la o oarecare distanţă, observăm că sunetul loviturii ne parvine mai târziu decât efectul vizual al căderii toporului. Pentru explicarea fenomenului este necesară o acomodare conştientă a simţurilor noastre la o situaţie neintuitivă. Cu atât mai mult ne-am obişnuit să ne bazăm pe ochii noştri pentru a ne spune ce se petrece în lumea exterioară şi să considerăm că informaţia pe care ne-o dau ei este adevărată şi că ea reflectă ce se petrece chiar în momentul în care vedem. Nu există nimic în viaţa de toate zilele de pe suprafaţa Pământului care să contrazică această iluzie, dar o experienţă de trei sute de ani în astronomie şi metodele recente de măsurare a timpului cu precizie enormă ne-au obligat să acceptăm faptul că lumina are viteză finită.

Natura ondulatorie a luminii creează dificultăţi similare intuiţiei noastre. Doar un efort conştient de raţionament ne poate face să acceptăm că difracţia undelor de lumină pe o muchie ascuţită poate determina lumina „s-o ia după colţ“.

Astfel, fiecare pas înainte al ştiinţei ne obligă să abandonăm câte o prejudecată adânc înrădăcinată; dar, probabil, în trecut acceptarea tuturor ideilor noi, cu excepţia legii lui Galileu, a fost

uşurată prin faptul că ele puteau fi explicate în limbajul unor modele mecanice uzuale. De exemplu, experienţa referitoare la viteza finită a sunetului ne-a pregătit pentru acceptarea vitezei finite a luminii. Comportarea undelor de lumină poate fi concretizată prin observarea încreţiturilor apei dintr-un bazin, diferenţa fiind numai în ceea ce priveşte scara de mărimi. În cazul relativităţii însă nu dispunem de nici un ajutor asemănător.

Probabil că la acceptarea cu atâta întârziere a teoriei relativităţii a contribuit şi numele său, care sugera în mod superficial o legătură cu conceptul filozofic de relativitate, conform căruia orice adevăr era considerat ca relativ. După cum vom vedea, nimic nu este mai depărtat de conţinutul noii teorii. În relativitate, legile fizicii au o formă precisă şi absolută, numai că anumite afirmaţii speciale pe care intuiţia noastră ne-a făcut să le considerăm ca absolute s-au dovedit a fi simple prejudecăţi.

MIŞCARE ŞI REPAUS

Faptul că cele mai multe dintre legile naturii, în special legile mecanicii, nu-şi modifică aspectul dacă observatorul, în loc să stea în repaus, se mişcă cu o viteză constantă în aceeaşi direcţie ca şi fenomenul respectiv, se cunoştea însă cu mult înainte de a se fi ajuns în stadiul de dezvoltare care 1-a condus pe Einstein la formularea teoriei relativităţii.

Este bine cunoscut faptul că pasagerul unui tren nu percepe mişcarea trenului, afară de cazul când vibraţiile vagonului datorită asperităţilor liniei ferate sau accelerarea datorită fie pornirii şi opririi, fie curburii liniei îi arată că trenul se mişcă. Deseori ni se întâmplă ca, privind pe fereastra vagonului la un alt tren din staţie, să nu ştim dacă a pornit trenul nostru sau cel alăturat. Răspunsul îl găsim doar atunci când aruncăm o privire asupra clădirilor din staţie sau asupra altor obiecte, care, după cum ştim din experienţă, sunt de obicei în repaus. Dacă un tovarăş de compartiment ar afirma că, de fapt, staţia cu linia ferată şi întregul peisaj se mişcă, iar trenul stă pe loc, n-ar fi chiar atât de uşor să-i dovedim că nu are dreptate. Orice experienţă mecanică pe care am efectua-o în interiorul compartimentului s-ar desfăşura exact în acelaşi mod dacă trenul ar sta în repaus (făcând abstracţie de vibraţii şi de curbe la care ne-am mai referit). Acest fapt se exprimă, de obicei, afirmând că legile mecanice rămân aceleaşi pentru doi observatori care se mişcă unul faţă de altul cu o viteză uniformă.

Şi este foarte bine că se întâmplă aşa, căci altminteri ar fi fost mult mai greu să se stabilească legile mecanicii din observaţii făcute la suprafaţa Pământului, deoarece, aşa cum ştim acum, Pământul nu este în repaus, ci se roteşte în jurul axei sale împreună cu noi, cu laboratorul nostru şi cu toată aparatura de măsură,

făcându-ne să ne deplasăm în spaţiu cu o viteză de aproximativ 1.700 de kilometri pe oră. Această mişcare nu este rectilinie şi uniformă, ci se produce pe un cerc, astfel încât, aşa cum am văzut în cap. 1, ne dă şi o acceleraţie. Dar perioada de revoluţie fiind de 24 de ore, schimbarea în direcţie este lentă. În timp ce viteza este foarte mare faţă de vitezele cu care sântem obişnuiţi în practică, acceleraţia este foarte mică. Acceleraţia poate fi pusă în evidenţă prin experienţele cu aşa-numitul pendul al lui Foucault, dar viteza însăşi nu are nici un efect asupra vreunui proces mecanic.

În afară de aceasta, Pământul se mişcă pe orbita sa în jurul Soarelui cu o viteză încă şi mai mare, iar Soarele cu toate planetele sale se mişcă şi el în raport cu alte stele.

Astfel, în timp ce legile mecanicii nu ne permit să distingem mişcarea uniformă de starea de repaus, s-ar părea că lucrurile stau altfel atunci când avem de-a face cu electricitatea şi cu lumina. Când am discutat în cap. 2 legile câmpului electromagnetic, am văzut că undele electromagnetice, care includ şi undele de lumină, se propagă totdeauna cu o viteză bine determinată, pe care am notat-o cu *c*. Ar trebui deci să observăm o diferenţă în viteza aparentă de propagare a luminii, datorită faptului că noi înşine ne mişcăm. De exemplu, dacă singura mişcare s-ar datora rotaţiei Pământului, lumina unei lămpi plasate la est faţă de noi ar trebui să ne parvină mai repede, deoarece ne mişcăm înspre lampă şi venim deci în întâmpinarea undelor de lumină. Tot astfel, lumina unei lămpi plasate la vest faţă de noi ar trebui să se propage aparent mai lent, deoarece trebuie să ajungă la ochiul nostru care se depărtează de ea. Dacă *u* este viteza cu care se mişcă suprafaţa Pământului, viteza aparentă a luminii provenite de la o sursă dinspre est ar trebui să fie $c+u$, iar cea de la o sursă venind dinspre vest $c-u$. Diferenţa este, desigur, foarte mică, *u* fiind de aproximativ 1.000.000 de ori mai mic decât *c*, dar o experienţă îngrijită ar trebui s-o pună în evidenţă.

Acest efect aşteptat era denumit uneori „vânt eteric", deoarece în vremea aceea se credea că tot spaţiul este umplut cu o substanţă ipotetică, numită eter, care ar acţiona ca un transportor al undelor electromagnetice. Efectul mişcării noastre prin eter asupra propagării luminii părea similar cu efectul unui vânt puternic asupra propagării sunetului, fiind bine cunoscut faptul că sunetul are o viteză aparentă mai mare în direcţia vântului decât împotriva lui.

În celebra lor experienţă, Michelson şi Morley au încercat să detecteze acest „vânt eteric“. Pentru a evita dificultatea măsurării distanţelor şi a timpilor cu înalta precizie necesară, ei au folosit un fascicul de lumină separat în două. O parte se propaga în direcţia

est-vest şi înapoi, după reflecţia pe o oglindă, iar cealaltă în direcţia nord-sud spre o altă oglindă şi iarăşi înapoi. La recombinare, aceste două raze de lumină ar fi trebuit să formeze franje de interferenţă de tipul celor discutate în cap. 3, a căror poziţie depinde de numărul de oscilaţii al fiecărei unde de lumină în drumul său. Nu este greu să calculăm timpul cât a călătorit fiecare dintre razele reflectate. Acest calcul, pe care-1 vom omite aici, arată că efectul mişcării Pământului este egal cu cel care s-ar obţine dacă ramura est-vest a aparatului ar fi lungită în raportul

$$\frac{1}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}$$

Este greu să se măsoare cu precizia necesară lungimea drumului străbătut de lumină, dar Michelson a raţionat astfel: rotind aparatul cu un unghi drept, astfel încât acum cealaltă ramură să aibă direcţia est-vest, ar trebui să se lungească durata de călătorie a uneia dintre razele de lumină şi să se scurteze cea necesară celeilalte raze, rezultatul fiind că franjele de interferenţă se vor deplasa. Deoarece Pământul, pe lângă mişcarea în jurul axei sale, mai are şi o mişcare pe orbită în jurul Soarelui, viteza cu care efectiv ne mişcăm ar trebui să-şi schimbe direcţia şi de la zi la noapte. Deci chiar dacă aparatul ar sta în repaus, franjele ar trebui să-şi schimbe poziţia în cursul unei zile.

Rezultatul acestei experienţe a fost negativ. În orice direcţie ar fi rotit aparatul şi oricât de lung ar fi fost timpul de observaţie, nu s-a putut detecta nici o deplasare a franjelor de interferenţă. La fel au eşuat toate încercările de a pune în evidenţă „vântul eteric". Deci întreaga grupă de experienţe care părea să facă posibilă distincţia între mişcare şi repaus a dat greş.

CONTRACŢIA LORENTZ

Pentru a înţelege complet importanţa acestui rezultat a fost necesar un timp destul de lung. S-au încercat diferite explicaţii. De exemplu, s-a presupus că viteza luminii ar putea depinde de mişcarea sursei de lumină. Întrucât în experienţa lui Michelson s-a folosit o lampă fixată pe suprafaţa Pământului, ne-am putea aştepta ca lumina să se propage cu o anumită viteză în raport cu această sursă, adică în raport cu suprafaţa Pământului. Dar explicaţia a trebuit abandonată la o considerare mai atentă, deoarece se ştie că lumina Soarelui este, de fapt, produsă de atomii din atmosfera acestuia, atomi care, conform rezultatelor din capitolul precedent, se mişcă neregulat şi cu viteze foarte mari. Dacă explicaţia de mai

sus ar fi corectă, ar trebui ca lumina care provine de la diferiţi atomi să aibă viteze diferite. Dacă am privi nu Soarele, ci o stea similară cu el, dar mult mai depărtată, am vedea această stea nu ca pe un punct, ci ca pe o dâră, deoarece lumina emisă de diferiţi atomi de pe stea ne-ar parveni cu viteze diferite şi deci ar fi pornit în momente când steaua era în poziţii foarte diferite faţă de telescopul nostru.

S-a presupus de asemenea că în vecinătatea Pământului eterul ar participa într-o oarecare măsură la mişcarea lui, astfel încât în jurul nostru ar exista o „atmosferă" de eter care s-ar mişca o dată cu Pământul. Şi această ipoteză a trebuit înlăturată, deoarece, dacă ea ar fi adevărată, ar trebui să existe undeva în exteriorul Pământului o regiune de tranziţie, unde viteza eterului ar avea un salt: de la cea a Pământului la cea din spaţiul cosmic. Aceasta ar duce la o refracţie a razelor de lumină şi la o deplasare aparentă a poziţiei stelelor, ceea ce în realitate nu se observă.

S-au încercat multe alternative, dar toate s-au dovedit inconsistente. Cea mai apropiată de adevăr este ipoteza lui H. A. Lorentz, care pare trasă de păr la prima vedere. Lorentz a presupus că orice obiect în mişcare se contractă în direcţia mişcării în raportul

$$\frac{1}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}$$

unde *u* este viteza obiectului. Dacă în aparatul lui Michelson braţul îndreptat în direcţia mişcării s-ar fi contractat în acest raport, prin aceasta s-ar fi compensat efectul „vântului eteric". La prima vedere, „contracţia Lorentz" pare cât se poate de artificială şi de nerezonabilă. Parcă natura ar fi conspirat să-şi ajusteze legile în aşa fel, încât să ne îngreuieze observarea vântului eteric! În mecanică nu s-ar putea găsi nici o raţiune pentru care corpurile ar suferi o asemenea contracţie ciudată.

Totuşi, există o bază mult mai temeinică pentru această ipoteză decât s-ar părea la prima vedere. Lorentz ştia deja că substanţa constă din atomi şi că atomii conţin particule cu sarcini pozitive şi negative, forţele care le ţin laolaltă fiind forţe electrice. Or, în legile electromagnetismului, viteza luminii apare ca o constantă. Dacă particulele încărcate se mişcă cu o viteză nu prea mică faţă de viteza luminii, câmpurile lor electrice devin mai complicate. O sarcină punctuală, de exemplu, cum ar fi sarcina unui nucleu atomic, creează un câmp electric în care potenţialul depinde numai de distanţa faţă de sarcină, astfel încât toate punctele de pe o sferă cu centrul în sarcina respectivă se află la acelaşi potenţial. Dacă sarcina se mişcă, ea produce nu numai un câmp electric, ci şi unul magnetic, deoarece transportul de sarcină electrică echivalează cu un curent electric. În plus, câmpurile electric şi magnetic variază în orice punct al spaţiului pe lângă care trece sarcina. Am văzut în cap. 2 că, atunci când câmpul variază în timp, în legile câmpului electric şi magnetic apar complicaţii. Problema matematică este aici mai complicată, dar ea poate fi rezolvată, şi rezultatul obţinut este că suprafeţele de potenţial constant nu mai sunt sferice, ci sunt turtite în direcţia mişcării, exact atât cât ar rezulta din contracţia Lorentz.

Această variaţie a forţelor electrice ar trebui să producă fără îndoială şi o variaţie a mărimii şi formei atomului, precum şi a distanţei dintre diferiţii atomi. Pe atunci nu se cunoştea suficient structura atomului pentru a se putea afirma cu certitudine care ar fi efectul global. S-a întrezărit însă posibilitatea ca această contracţie Lorentz să apară ca o consecinţă a efectului mişcării asupra forţelor electrice care ţin atomii laolaltă.

Dacă această idee a lui Lorentz se confirma, ea ar fi putut explica rezultatul negativ al experienţei lui Michelson. Mai mult chiar, la prima vedere se părea că ea ar oferi o nouă posibilitate de a afla dacă un corp se află în repaus sau în mişcare. Să considerăm din nou, pentru simplificare, numai mişcarea datorită rotaţiei Pământului şi să luăm un cub, măsurat cu foarte mare precizie, care are una dintre muchii în direcţia nord-sud. Dacă îl rotim cu un unghi drept, muchia care era înainte în direcţia nord-sud este acum

în direcţia est-vest şi va suferi contracţia Lorentz, în timp ce cealaltă muchie orizontală, care înainte era în direcţia est-vest, se va extinde. Măsurările ar trebui deci să ne arate că în noua poziţie corpul nu mai are formă cubică. De fapt, contracţia Lorentz este atât de mică, încât ar fi extrem de dificil să detectăm schimbarea, dar putem să ne imaginăm că am avea instrumente de măsură suficient de precise pentru aceasta.

Ne-am găsi însă atunci în faţa unei dificultăţi mult mai fundamentale. Singurul mod de a măsura o lungime îl constituie compararea ei directă sau indirectă cu o lungime-etalon, de exemplu cu o bară. Dar şi această bară, ca oricare alt corp rigid, ar fi supusă contracţiei Lorentz şi deci, atunci când o întoarcem pentru a o pune mai întâi de-a lungul unei muchii şi apoi de-a lungul celeilalte, ar suferi şi ea contracţia Lorentz. Cele două muchii ar apărea din nou egale dacă le referim la gradaţiile barei cu care facem măsurătoarea.

Rezultă că, dacă am aplica în mod consecvent postulatul lui Lorentz tuturor corpurilor solide fără excepţie, ar fi imposibil în principiu să detectăm contracţia prin vreo măsurătoare directă.

CUM SĂ COMPARĂM LUNGIMILE ŞI TIMPII

Totuşi, şi în aceste condiţii se poate crede că contracţia Lorentz ar putea constitui un mod adecvat de a descoperi care din cele două trenuri de la începutul acestei discuţii stă în repaus şi care se mişcă. Să presupunem că vagoanele ambelor trenuri sunt de construcţie identică; atunci cele ale trenului în mişcare trebuie să se contracte, să fie deci mai scurte decât ale trenului care se află în repaus. Pentru a uşura înţelegerea lucrurilor, să ne imaginăm momentan că viteza trenului în mişcare ar fi egală nu cu a milioana parte, ci cu a treia parte din viteza luminii; atunci contracţia Lorentz ar scurta acest tren cu 5%, ceea ce ar fi uşor de observat. Tot ce am avea deci de făcut ar fi să privim atent atunci când două vagoane trec unul în dreptul celuilalt şi să vedem care este mai lung.

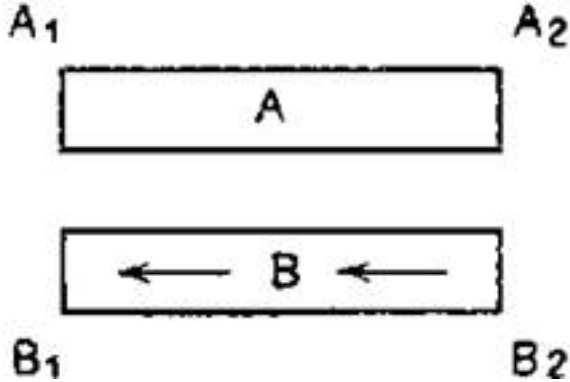


Fig. 29. Trenuri care se încrucişează

Totuşi, şi aceasta este mult mai complicat decât s-ar părea, dacă ne amintim că avem de-a face cu viteze foarte mari şi cu timpi foarte scurţi. Pentru a înţelege aceasta, să considerăm figura 29. Dreptunghiul A indică trenul în repaus, iar B pe cel în mişcare. Dacă B este într-adevăr mai scurt, atunci în momentul în care capătul său anterior

B_1 este în dreptul lui A_1, capătul său posterior ar trebui sa fi trecut deja de A_2. Dar pentru a fi siguri de aceasta trebuie să fim siguri de momentul de timp în care facem observaţia. Dacă îl privim pe B_2 cu foarte puţin timp mai devreme, el nu va fi trecut de A_1 şi atunci vagonul ne va apărea mai lung. Cu alte cuvinte, compararea celor două vagoane revine la a fi în stare să spunem cu mare precizie momentul de timp în care capetele lor trec unul prin dreptul celuilalt. Trenul în mişcare este mai lung sau mai scurt decât celălalt, respectiv dacă capătul său B_2 trece în dreptul lui A_2 înainte sau după ce capătul său B_1 trece în dreptul lui A_1.

Putem, desigur, să privim cele două capete simultan, dar atunci intrăm în complicaţii legate de viteza finită de propagare a luminii. Să presupunem că ne aflăm în A_1. În momentul când îl vedem trecând pe B_1 îl vom vedea şi pe B_2, dar nu aşa cum este el chiar în acel moment, ci aşa cum era în urmă cu un foarte scurt interval de timp, egal cu timpul necesar luminii pentru a ajunge de la B_2 la A_1. Este adevărat că putem face corecţia necesară, deoarece cunoaştem viteza de propagare a luminii. Dar pentru a calcula corecţia trebuie mai întâi să cunoaştem lungimea propriului nostru vagon, adică trebuie să presupunem că vagonul nostru este în repaus şi că deci nu trebuie să-i aplicăm contracţia Lorentz, de asemenea că lumina se propagă cu viteza sa normală şi deci nu trebuie să ţinem seama de „vântul eteric“.

Am putea încerca să obţinem un semnal de la A_2 la A_1 în vreun alt mod. Ne-am putea imagina că un observator plasat în A_2 apasă pe un buton atunci când trece B_2 şi că această apăsare dă un semnal oarecare în A_1, dar acest semnal se transmite sau printr-un mijloc mecanic, sau printr-un curent electric, sau cu ajutorul vreunei instalaţii oarecare, iar toate aceste mijloace de comunicaţie sunt, de fapt, mai lente decât lumina. La calcularea vitezei lor de propagare cu precizia necesară ne lovim de aceleaşi dificultăţi.

Să ne limităm deci la semnalele luminoase si să încercăm să privim întregul proces din punctul de vedere al unui observator aflat în celălalt tren, care încearcă să aplice acelaşi procedeu. Şi el ar urmări trecerea lui A_2 în dreptul lui B_2 şi a lui A_1 în dreptul lui B_1 şi ar transmite de asemenea un semnal luminos de la un capăt al vagonului la celălalt, aplicând o corecţie pentru timpul necesar transmiterii acestui semnal. El ar presupune, desigur, că trenul său

este în repaus şi nu ar aplica nici o corecţie pentru contracţia Lorentz sau pentru „vântul eteric". Rezultatul interesant care se obţine ducând aceste calcule până la capăt este că acest observator ar ajunge la concluzia, la fel de îndreptăţită, că vagonul nostru a fost scurtat prin contracţie Lorentz, adică A_1 şi B_1 sunt unul în dreptul celuilalt înainte ca A_2 să fie în dreptul lui B_2.

Este important de înţeles că observaţiile celor doi observatori pot fi complet intervertite. Noi ajungem la concluzia că vagonul B se mişcă şi deci este scurtat prin contracţie Lorentz, în timp ce celălalt observator, pornind de la ipoteza că vagonul său este în repaus, ajunge la concluzia că vagonul nostru A se mişcă şi deci este scurtat. Fără îndoială, noi vom critica măsurătorile sale, deoarece el a făcut presupuneri care ni se par greşite cu privire la lungimea vagonului său şi la absenţa „vântului eteric", dar el ne va răspunde că din punctul său de vedere metodei noastre i se aplică aceeaşi critică.

Esenţa acestui raţionament, care este o versiune simplificată a aceluia folosit de Einstein, constă în faptul că lungimea unui obiect nu are o semnificaţie absolută, ci depinde de starea de mişcare a observatorului care măsoară această lungime. Similar, problema timpului, în speţă care anume din două evenimente din două puncte depărtate unul de altul se petrece mai devreme, nu are semnificaţie absolută, ci depinde de punctul de vedere al observatorului.

Aceste idei sunt, desigur, în contradicţie cu intuiţia noastră. Noi considerăm în mod intuitiv lungimea unui obiect sau timpul în care are loc un eveniment ca fiind concepte absolute, nelegate în mod necesar de însuşi procesul de măsurare. Trebuie să ne obişnuim însă să acceptăm faptul că certitudinea aceasta ne vine numai din experienţa vieţii de toate zilele. În practică, orice nesiguranţă cu privire la lungimea exactă a unui obiect în mişcare, cum ar fi vagonul de cale ferată, este complet neglijabilă, în limitele erorii oricărei determinări practice. De asemenea, în practica zilnică nu ne lovim de nici o dificultate dacă considerăm că orice eveniment pe care l-am putea vedea se petrece chiar în momentul când îl vedem, deoarece pentru orice scop putem considera în acest caz viteza luminii ca infinit de mare.

Unul dintre meritele teoriei lui Einstein este tocmai faptul că a scos în evidenţă că ideile pe care ni le-am format despre spaţiu şi timp le-am extras din experienţă şi că, atunci când le aplicăm unor situaţii care implică viteze mai mari sau timpi mai scurţi decât cei cu care suntem obişnuiţi, nu putem să le luăm ca ceva de la sine înţeles; pentru ca aceste noţiuni să aibă o semnificaţie clară, trebuie să le specificăm cu precizie. Aceasta se realizează formulând

întrebări la care se poate da, în principiu, un răspuns numai prin observaţie.

Până acum am văzut deci că postulatul cu privire la contracţia Lorentz este în concordanţă cu principiul conform căruia legile fizicii sunt exact aceleaşi pentru doi observatori care se mişcă uniform. unul faţă de altul şi că nu există nici un criteriu pentru ca punctul de vedere al unui observator să poată fi preferat celui al altui observator.

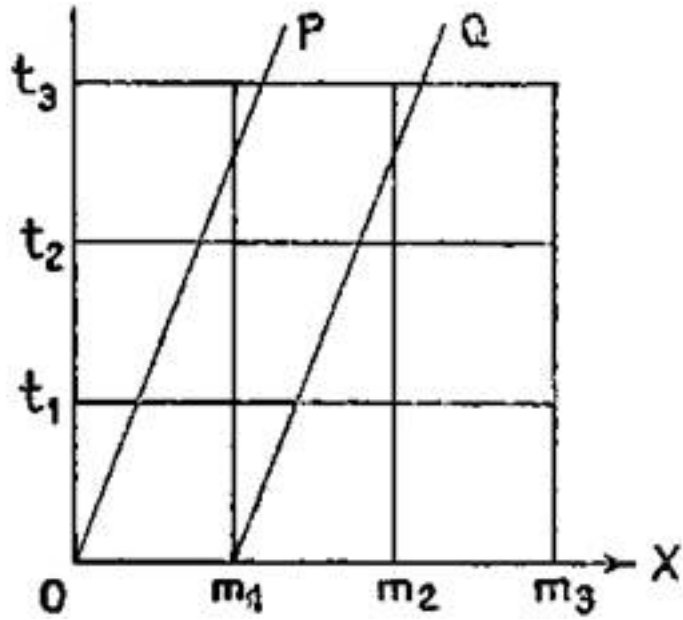


Fig. 30. Graficul distanță—timp

Legătura între observaţiile efectuate de diferiţi observatori poate fi exprimată cu ajutorul diagramelor. Figura 30 reprezintă un astfel de grafic, în care distanţele sunt trecute pe orizontală, iar timpii pe verticală. Linia orizontală *OX* reprezintă o dreaptă, de exemplu linia de cale ferată de care am vorbit, într-un moment dat, pe care îl considerăm timpul zero. De-a lungul ei am marcat distanţe egale prin „borne kilometrice" m_1, m_2, m_3 etc. Linia verticală *Ot* indică scurgerea timpului faţă de punctul iniţial *O*, intervalele de timp egale fiind notate cu t_1, t_2, t_3. Celelalte linii orizontale arată din nou calea ferată în momente t_1 t_2 şi t_3, iar celelalte linii verticale trecerea timpului la diversele borne kilometrice.

Asemenea diagrame sunt, de fapt, folosite pentru stabilirea orarului trenurilor, deoarece pe ele trecerea unui tren se poate indica printr-o linie oblică, cum ar fi *OP* sau m_1Q, şi astfel se poate spune la prima vedere la ce oră va trece trenul printr-un punct dat sau unde se vor întâlni două trenuri. În cazul de faţă însă, *OP* şi m_1Q indică cele două capete ale vagonului nostru în mişcare.

Să presupunem acum că şi observatorul din trenul în mişcare

marchează distanţele şi înregistrează timpii; cum vor arăta rezultatele lui în comparaţie cu ale noastre? Pentru cazul unui tren real, când toate vitezele sunt mici faţă de viteza luminii şi deci relativitatea nu joacă nici un rol, situaţia este ilustrată în figura 31 a. Liniile înclinate indică acum puncte care observatorului din tren îi apar ca fixe şi pe care el le consideră ca marcând distanţele; într-adevăr, capătul fiecărui vagon reprezintă pentru el un reper fix. Propriile noastre borne kilometrice sunt arătate sub formă de linii punctate, pentru comparaţie. Marcajele de timp sunt aceleaşi şi pentru el, şi pentru noi, întrucât, dacă nu ţinem seama de relativitate, timpul este acelaşi pentru orice observator.

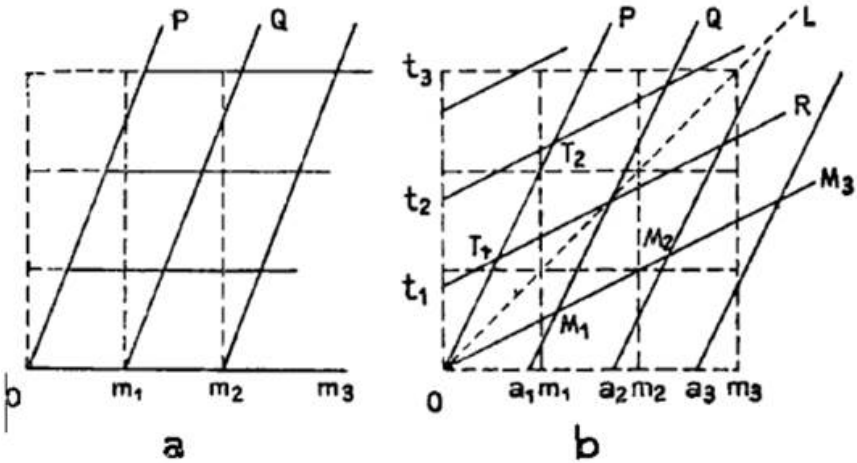


Fig. 31: a) observator în mişcare. Viteză mică; b) observator în mişcare. Viteza egală cu jumătate din viteza luminii

Să comparăm această situaţie cu tabloul relativist care apare atunci când avem de-a face cu viteze foarte mari.

Pentru aceasta trebuie să alegem o altă scară: în figura 31 b este reprezentată situaţia în care bornele noastre „kilo- metrice“ sunt atât de depărtate una de alta, încât lumina va parcurge distanţa dintre două borne consecutive într-o unitate de timp (de exemplu, dacă unitatea de timp este de o secundă, distanţa dintre bornele kilometrice trebuie să fie de 300.000 km). La această scară, mişcarea oricărui tren real ar apărea ca o linie practic verticală; în desen am arătat însă cazul unui „tren“ care se mişcă cu jumătate din viteza luminii. Şi aici *OP* şi a_1Q indică respectiv mişcarea părţii dinapoi şi a celei dinainte ale unui vagon. Acum a_1 nu mai coincide cu m_1, deoarece — datorită contracţiei Lorentz — trenul pare a se fi scurtat şi, la un moment dat, pare mai mic decât distanţa dintre *O* şi m_1. Marcajele de timp ale observatorului în mişcare sunt acum date de liniile înclinate de tipul lui $OM_1M_2M_3$ etc. Deci, pentru a găsi lungimea vagonului nostru, observatorul în mişcare va urmări unde

este intersectată această linie de liniile care indică cele două capete ale lui, adică de cele două linii verticale punctate care trec prin *O* şi m_1 Cea de-a doua linie verticală trece în stânga lui M_1 şi observatorul în mişcare va găsi deci că vagonul nostru este mai scurt decât distanţa Om_1.

Până acum diagrama nu a făcut decât să repete, în formă grafică, ceea ce am discutat deja în cuvinte; ea permite însă să tragem încă o concluzie. Să considerăm linia punctată *OL*. Ea indică trecerea unui semnal luminos, întrucât o deplasare de-a lungul acestei linii descrie o mişcare care necesită tocmai unul dintre intervalele noastre de timp pentru a ajunge la „borna kilometrică" următoare şi deci, prin convenţie, reprezintă tocmai viteza luminii. Din experienţa lui Michelson ştim că viteza luminii trebuie să fie aceeaşi şi pentru observatorul în mişcare, deci linia *OL* trebuie să treacă şi prin colţurile diagramei sale. La construirea diagramei din figura 31 s-a ţinut seama de aceasta. Se observă că marcajele de timp întârziate de tipul T_1R ale observatorului în mişcare vor intersecta marcajele noastre de timp între Ot_1 şi *OP*.

De aici putem deduce efectul mişcării asupra măsurării timpului, adică asupra unui ceas. Dacă observatorul poartă un ceas care a fost sincronizat cu ceasul nostru în repaus în momentul când a trecut prin *O*, el va „bate", adică va indica trecerea unui interval de timp la T_1 dar pentru noi acest moment este ulterior lui t_1. Deci noi tragem concluzia că ceasul pe care îl poartă observatorul în mişcare rămâne în urmă. Din simetria figurii se vede că el rămâne în urmă faţă de al nostru în aceeaşi măsură în care distanţele s-au contractat prin contracţie Lorentz. Acest efect asupra ceasurilor în mişcare este cunoscut sub numele de dilatarea timpului. Şi aici, cu exact acelaşi drept, observatorul din tren va trage concluzia că ceasul nostru rămâne în urmă, deoarece „bătaia" acestuia t_1 are loc deasupra liniei T_1R, adică, din punctul de vedere al acestui observator, după sfârşitul primului interval de timp.

Această dilatare a timpului, prevăzută teoretic, poate fi legată direct de comportarea particulelor rapide, aşa cum vom vedea în cap. 11.

COMPUNEREA VITEZELOR

Acestea fiind noile relaţii între timpii şi distanţele înregistrate de diferiţii observatori, trebuie să existe o nouă regulă pentru compunerea vitezelor. Dacă un individ trage cu puşca dintr-un tren care se mişcă cu viteza *u*, ţintind înaintea sa şi dând glontelui viteza *v* faţă de tren, viteza glontelui, văzută de un observator în repaus faţă de terasament, va fi egală cu $u + v$. Dar în relativitate trebuie să ţinem seama de diferenţa de puncte de vedere cu privire la timpi şi distanţe, astfel încât, dacă viteza glontelui este *v* faţă de

observatorul în mişcare, calculele arată că pentru un observator în repaus ea este

$$\frac{u+v}{1+\frac{uv}{c^2}}$$

Dacă atât *u* cât şi *v* sunt mici faţă de *c*, termenul al doilea de la numărător este foarte mic faţă de unu şi din nou vitezele se adună. Dacă însă *u* şi *v* nu sunt atât de mici, rezultatul este diferit. De exemplu, dacă atât *u* cât şi *v* sunt egale cu jumătate din viteza luminii, efectul combinat al celor două viteze este $\frac{4}{5}4c$. Se vede uşor că dacă atât *u*, cât si *v* sunt mai mici decât viteza luminii, oricât de apropiate ar fi de ea, viteza rezultantă va fi totuşi mai mică decât *c*.

Această regulă se aplică numai dacă cele două viteze au aceeaşi direcţie. Pentru cazul general regula este mai complicată şi nu o voi da aici.

O anumită consecinţă a acestei reguli de compunere a vitezelor este evidentă. Dacă $v = c$, adică dacă în loc de a trage cu puşca individul din tren trimite un semnal luminos, viteza rezultantă este tot *c*; aceasta ne aduce înapoi la punctul de plecare, şi anume că lumina se propagă cu aceeaşi viteză faţă de ambii observatori.

Acest principiu al constanţei vitezei luminii reprezintă legea fundamentală a relativităţii. Pentru a evita confuziile, trebuie să accentuăm că de câte ori am vorbit aici despre viteza luminii ar fi trebuit să spunem „viteza luminii în vid“. În orice mediu material, chiar şi în aer (şi cu atât mai mult în substanţe dense ca apa sau sticla), viteza luminii este diferită, aşa cum am văzut în cap. 3 când am vorbit despre refracţia luminii. O rază de lumină care trece prin sticlă nu se va propaga deci faţă de diferiţii observatori cu aceeaşi viteză. Acest lucru nu trebuie să ne surprindă, deoarece situaţiile văzute de cei doi observatori sunt diferite. Pentru unul dintre ei sticla sau apa este în repaus, în timp ce pentru celălalt ea se mişcă. De fapt, studiind tocmai propagarea undelor electromagnetice prin corpuri în mişcare a ajuns Einstein să pătrundă semnificaţia consideraţiilor de mai înainte.

MECANICA CORPURILOR ÎN MIŞCARE RAPIDĂ

Aceste noi proprietăţi ale distanţelor şi timpilor ne obligă să modificăm legile mecanicii atunci când le aplicăm la corpuri în mişcare rapidă. Pentru a vedea ce anume modificări sunt necesare, putem raţiona în felul următor: să considerăm cea de-a doua lege a lui Newton, care spune că forţa este egală cu viteza de variaţie a

impulsului. înainte de a generaliza această lege trebuie să ne fie clar că atât noţiunea de impuls, cât şi cea de forţă pot necesita o revizuire; forma pe care o va lua această lege a mecanicii depinde în oarecare măsură de faptul dacă vrem să menţinem una dintre ele neschimbată şi care anume.

Se constată că cea mai clară formulare se obţine dacă păstrăm neschimbată legea acţiunii şi reacţiunii, care spune că forţele exercitate de două corpuri unul asupra celuilalt trebuie să fie egale şi de sens opus. În consecinţă, interacţiunea dintre două corpuri nu schimbă impulsul total. De asemenea vom păstra nemodificată legea conservării energiei şi, în particular, dacă avem de-a face cu o ciocnire elastică, a energiei mecanice. Să considerăm ciocnirea dintre două corpuri elastice identice, de exemplu două bile de biliard.

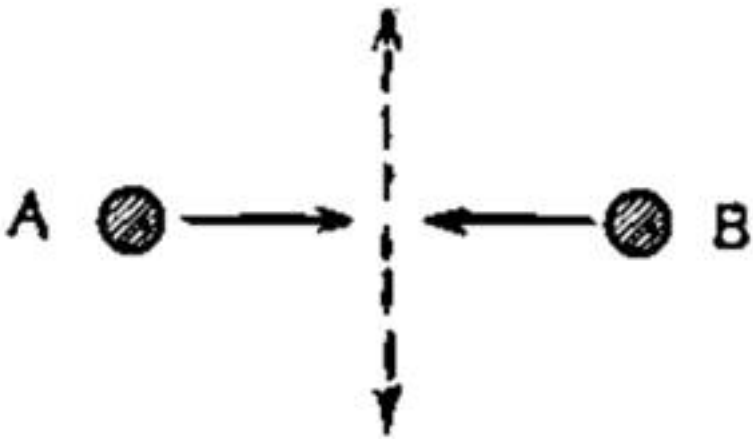


Fig. 32. Ciocnirea a două corpuri

Dacă ele se ciocnesc cu viteze egale şi de semn opus, suma impulsurilor lor trebuie să fie egală cu zero, iar dacă impulsul trebuie să se conserve, el trebuie să fie nul şi după ciocnire. Aceasta înseamnă că şi după ciocnire cele două bile trebuie să se mişte cu viteze egale şi de sens opus.

Am reprezentat în figura 32 ciocnirea a două asemenea bile, săgeţile indicând vitezele lor iniţiale. Lungimile egale ale săgeţilor arată egalitatea vitezelor. Să presupunem acum că bilele s-au ciocnit, astfel încât, atunci când se separă direcţiile lor, formează un unghi drept cu cea iniţială, aşa cum s-a indicat în figură prin săgeţile punctate. Vitezele trebuie să fie din nou egale. Mai mult, conservarea energiei cere ca viteza cu care bilele se separă să fie egală cu aceea cu care s-au ciocnit. Dacă viteza cu care bilele se apropie una de alta este u, energia cinetică totală înainte de ciocnire este egală cu de două ori energia cinetică a unei bile care se mişcă cu viteza u, şi, dacă ele se separă tot cu viteza u, energia

finală va fi aceeaşi cu cea iniţială. Se vede că aceste consideraţii sunt valabile indiferent de modul cum depinde energia cinetică de viteză.

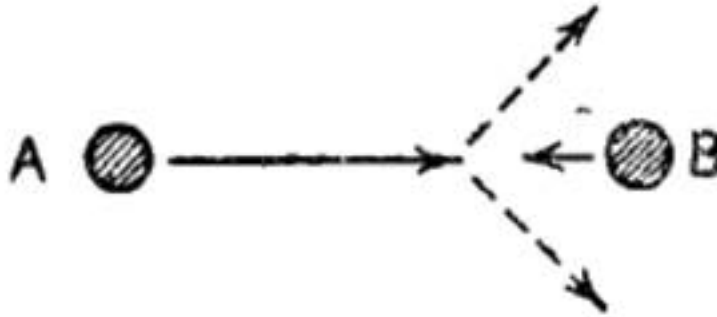


Fig. 33. Ciocnirea din fig. 32 văzută de un observator în mişcare

Conchidem deci că situaţia schiţată în figura 32 este posibilă din punct de vedere mecanic, în sensul că impulsul şi energia se conservă. Dacă legile mecanicii trebuie să fie aceleaşi pentru orice observator, legile conservării energiei şi impulsului trebuie să fie satisfăcute şi atunci când acest proces este văzut de un observator în mişcare. Să presupunem că observatorul în mişcare se mişcă cu viteza v de la dreapta la stânga, astfel încât faţă de el bila A se mişcă mai rapid, iar bila B mai lent decât în cazul precedent; după ciocnire, el nu le va mai vedea mişcându-se în unghi drept faţă de direcţia iniţială, ci într-o direcţie înclinată mai spre dreapta, aşa cum se arată în figura 33. Important este faptul că din legea compunerii vitezelor putem calcula direcţiile şi valorile tuturor vitezelor, aşa cum sunt văzute ele de acest observator, adică direcţiile şi lungimile tuturor săgeţilor din figura 33. Şi aici trebuie să se conserve impulsul şi energia, iar aceasta ne dă indicaţii asupra impulsului şi energiei corpurilor care se mişcă cu viteze diferite. Nu voi intra în detalii de calcul, care ar implica mai multe cunoştinţe de matematici decât am folosit până acum. Calculul ne permite să determinăm univoc dependenţa energiei şi impulsului de viteza fiecărei particule.

El arată că impulsul p al unui obiect de masă m care se mişcă cu viteza u este

$$p = \frac{mu}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$$

Această relaţie între p şi u este reprezentată grafic în figura 34.

Curba continuă reprezintă relaţia relativistă, în timp ce linia punctată reprezintă relaţia clasică $p = mu$. Se vede că pentru u, impulsul relativist este practic acelaşi cu cel „clasic", dar că pentru viteze apropiate de cea a luminii el este cu mult mai mare decât în mecanica newtoniană. Acelaşi rezultat poate fi exprimat şi altfel: putem menţine definiţia impulsului ca produsul dintre masă şi acceleraţie, cu condiţia să acceptăm că masa corpului poate fi variabilă. Dacă notăm prin M mărimea

$$M = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$$

vedem că într-adevăr impulsul este $p = M\,u$. Pentru a separa cele două definiţii ale masei, m este uneori numită masă de repaus a corpului, adică masa pe care o determinăm prin măsurători dinamice atunci când obiectul este în repaus sau se mişcă foarte încet. Chiar dacă lucrăm cu noţiunea de masă variabilă, trebuie să ţinem seama că nu avem voie să exprimăm legea dinamică sub forma care ne dă forţa egală cu masa înmulţită cu acceleraţia. Forţa trebuie luată ca viteza de variaţie a impulsului, adică viteza de variaţie a masei înmulţită cu viteza.

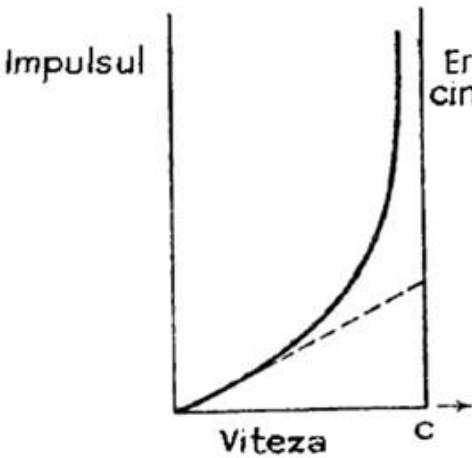


Fig. 34. Impuls şi viteză

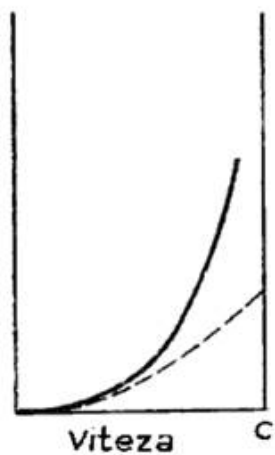


Fig. 35. Energie cinetică şi viteză

Cele două exprimări nu sunt echivalente atunci când şi masa se schimbă în timpul mişcării.

Din cele expuse rezultă că, pe măsură ce viteza unui corp creşte apropiindu-se de viteza luminii, devine din ce în ce mai greu să-l accelerăm. Pentru a-l face să atingă viteza luminii într-un timp finit,

ar fi necesară o forţă infinită. Este deci evident imposibil ca un obiect material să atingă vreodată viteza luminii, nicidecum s-o depăşească. Acest rezultat este satisfăcător; altfel teoria nu ar fi consistentă. Dacă ar fi posibil să aplicăm consideraţiile cu privire la relaţiile dintre diferiţii observatori unui individ dintr-un tren care ar călători cu o viteză mai mare decât cea a luminii, ne-am lovi imediat de paradoxuri.

În ceea ce priveşte energia cinetică, demonstraţia pe care am schiţat-o conduce la

$$E_{cin} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$$

Această relaţie este reprezentată grafic în figura 35, unde linia plină arată din nou relaţia relativistă între energia cinetică şi viteză, iar linia punctată relaţia

$$E_{cin} = \frac{1}{2}mu^2$$

Ca şi în cazul impulsului, legea newtoniană este adecvată la viteze mici, dar la viteze mari energia corpului în mişcare este mult mai mare decât cea care ar corespunde vechii mecanici: un corp care s-ar mişca cu viteza luminii ar trebui să aibă o energie infinită.

Folosind definiţia masei variabile *M*, putem exprima energia cinetică sub forma

$$E_{cin} = (M - m)c^2$$

sau, cu alte cuvinte, pe măsură ce creşte masa corpului, creşte şi energia sa cinetică. Energia cinetică este egală tocmai cu creşterea masei înmulţită cu pătratul vitezei luminii. Acest fapt sugerează o strânsă legătură între masă şi energie, deşi până acum nu a intrat în considerare decât energia cinetică. Se poate dovedi uşor că şi orice altă formă de energie trebuie să ducă la o creştere absolut similară a masei. Pentru a constata aceasta este suficient să considerăm ciocnirea a două corpuri complet inelastice, de exemplu a doi bulgări de pământ de mase identice. Dacă ei se ciocnesc cu viteze egale şi opuse, se vor lipi unul de altul. Impulsul total fiind zero, bulgărele contopit nu are impuls şi deci va rămâne în repaus. Putem privi acest proces din punctul de vedere al unui observator în mişcare, punând din nou condiţia ca impulsul să se conserve. Dacă calculăm vitezele aparente pentru acest observator, constatăm că

impulsul nu s-ar conserva dacă bulgărele rezultant ar avea masa egală pur şi simplu cu suma maselor celor doi bulgări separaţi; pentru ca impulsul să se conserve este necesar ca masa de repaus a acestui bulgăre să fi crescut tocmai cu o valoare egală cu cantitatea de energie care a fost transformată în căldură, împărţită la c^2. Deci relaţia între masă şi energie include şi energia termică; şi deoarece putem aranja astfel lucrurile încât căldura să producă o reacţie chimică oarecare sau să genereze electricitate printr-un mecanism intern oarecare, aceeaşi relaţie trebuie să se aplice oricărei alte forme de energie.

Găsim deci echivalenţa dintre masă şi energie sub următoarea formă: pentru orice variaţie a energiei de la E_1 la E_2, masa va varia şi ea de la M_1 la M_2, astfel încât

$$E_2 - E_1 = (M_2 - M_1)c^2$$

Dacă aceasta se aplică oricărei variaţii a masei, este firesc să ne întrebăm: masa de repaus nu este şi ea echivalentă cu vreo formă de energie? În toate discuţiile de până acum, energia a intervenit totdeauna doar prin intermediul legii conservări i energiei, care compară energiile înainte şi după ce a avut loc un proces oarecare. Rezultă că nu se schimbă nimic dacă adăugăm tuturor energiilor o constantă, cu condiţia ca ea să apară în bilanţul energetic atât la începutul, cât şi la sfârşitul procesului. Atât timp cât corpurile nu dispar sau nu apar din nimic, este indiferent dacă includem sau nu în bilanţul energetic un termen mc^2 (energia de repaus) — şi este chiar avantajos să procedăm astfel, deoarece putem generaliza atunci afirmaţia că orice masă este echivalentă cu o energie şi viceversa. Dar această afirmaţie generală are şi o semnificaţie reală, deoarece vom vedea mai târziu că este posibil să creăm electroni şi alte particule materiale şi că energia necesară pentru aceasta este într-adevăr mc^2.

UNELE APLICAŢII ŞI CONFIRMĂRI ALE TEORIEI RELATIVITĂŢII

Din cele expuse în acest capitol, cititorul ar putea rămâne cu impresia că am elaborat un edificiu logic complex, bazându-ne pe un singur fapt experimental, şi anume pe rezultatul negativ al experienţei lui Michelson. Oricât de multă încredere s-ar putea acorda experienţei şi oricât de atrăgător ar fi principiul general al independenţei tuturor legilor fizicii de starea de mişcare a observatorului, concluzii cu consecinţe atât de vaste nu ar fi totuşi acceptate fără existenţa unui număr mare de alte dovezi. De fapt, s-au găsit din când în când fizicieni care să pretindă că, repetând experienţa lui Michelson, au obţinut un rezultat pozitiv, dar între timp au devenit atât de puternice tot felul de alte dovezi în sprijinul

teoriei relativităţii, încât, chiar dacă s-ar descoperi vreo deficienţă fundamentală în raţionamentul lui Michelson tot nu am fi siliţi să ne schimbăm punctul de vedere.

Practic, orice observaţie asupra comportării particulelor elementare, care se mişcă cu viteze foarte mari, ne aduce asemenea dovezi. Din punct de vedere istoric, primele asemenea observaţii s-au făcut pe electroni, deoarece aceştia, fiind particulele cele mai uşoare, pot fi cel mai uşor accelerаţi până Ia viteze apropiate de cea a luminii. De exemplu, după ce a trecut printr-un câmp electric de 300.000 V (care este acum lucru banal în orice laborator modern), un electron atinge viteza de 0,8 *c*. La această viteză, energia sa este aproximativ de două ori mai mare decât ar fi în mecanica nerelativistă şi diferenţa în comportarea sa este deosebit de marcată.

Experienţe mai vechi, făcute la voltaje mult mai mici şi în care deviaţia electronilor în câmpuri electrice şi magnetice era măsurată cu precizie foarte mare, au pus în evidenţă faptul că masa este variabilă şi deci au confirmat mecanica relativistă. Demonstraţia cea mai convingătoare a comportării relativiste rezultă, poate, din ciocnirea unei particule rapide cu o particulă în repaus. Să presupunem că un electron a fost accelerat într-un fel sau altul până la o viteză apropiată de cea a luminii şi că, trecând prin materie, el se ciocneşte cu un electron în repaus. Întrucât cele două particule au aceeaşi masă, iar pe de altă parte în asemenea ciocniri de obicei nici o fracţiune din energia mecanică nu se transformă în vreo altă formă de energie, aici se aplică rezultatele din cap. 1 cu privire la ciocnirile elastice. După ciocnire cei doi electroni ar trebui deci să se mişte în direcţii care formează între ele un unghi drept. Pe de altă parte, mecanica relativistă ne spune că ambii electroni ar trebui să continue să se mişte înainte, direcţiile lor formând doar un unghi mic între ele; acest unghi devine din ce în ce mai mic pe măsură ce viteza electronului incident se apropie de cea a luminii. Vom discuta mai târziu tehnicile moderne care au permis să se fotografieze urma unui singur electron. În figura 36 este schiţată o asemenea fotografie, în care se vede un electron rapid deviat brusc din drumul său, iar din punctul în care se produce devierea porneşte urma unui alt electron. Toate urmele sunt curbate, deoarece s-a aplicat un câmp magnetic în vederea determinării vitezelor electronilor. După ciocnire urmele formează între ele un unghi foarte mic.

Fig. 36. Urma unui electron rapid care se ciocneşte cu un electron aproape în repaus

Figura reprezintă schiţa unei fotografii obţinute de dr. F. C. Champion.

Un alt exemplu concludent ne este pus la dispoziţie de acceleratorii moderni de particule, al căror principiu şi scop vor fi discutate mai târziu. În asemenea acceleratori, particulele se mişcă sau de-a lungul unei drepte sau (sub influenţa unui câmp magnetic) pe un cerc şi, la momentul convenabil, li se aplică impulsuri electrice. Performanţele unei asemenea instalaţii depind deci de cunoaşterea vitezei particulelor, astfel încât impulsul electric să fie aplicat tocmai în momentul când particula trece în dreptul punctului corespunzător. Există, de exemplu, instalaţii în care electronii pot fi aduşi la energii de 300 MeV[4] Prin un MeV (1.000.000 de electronvolţi) înţelegem energia pe care o capătă un electron la trecerea printr-o diferenţă de potenţial electric de 1.000.000 de volţi. Energia de repaus a unui electron este de circa..

$\frac{1}{2}\,MeV$

şi deci avem de-a face cu electroni a căror energie este de circa 600 de ori mai mare decât energia lor de repaus. Un calcul aritmetic simplu arată că aceasta corespunde unei viteze mai mici decât viteza luminii numai cu câteva părţi la un milion. Dacă nu s-ar lua în considerare relativitatea, asemenea electroni s-ar mișca cu o viteză de 35 de ori mai mare decât cea a luminii și ar fi, evident, imposibil să nu deosebim cele două viteze.

Exemplele acestea constituie doar câteva dintre numeroasele verificări la care a fost supusă în ultimii ani mecanica relativistă și toate aceste verificări la un loc au suficientă greutate pentru a ne da aceeaşi încredere în valabilitatea legilor relativiste pentru particulele rapide pe care o avem în valabilitatea legilor lui Newton la viteze mici.

Merită să menţionăm o anumită consecinţă a mecanicii relativiste, deoarece ne vom referi la ea în capitolul următor. Din expresiile care au fost date pentru impuls şi energie se poate găsi, cu ajutorul unui calcul algebric simplu, o relaţie directă între cele două mărimi, şi anume

$$E^2 = c^2p^2 + m^2c^4$$

unde *E* reprezintă energia totală a particulei în mişcare, inclusiv energia sa de repaus mc^2.Dacă o particulă cu un impuls *p* are o masă atât de mică încât mărimea mc^2 este neglijabilă faţă de *p*, această ecuaţie duce într-o aproximaţie destul de bună la $E^2 = c^2p^2$, sau $E = cp$. Să considerăm cazul extrem al unei particule care nu are de loc masă de repaus. Pentru această particulă, ultima egalitate este riguros exactă şi energia ei este egală cu impulsul său înmulţit cu viteza luminii. Un asemenea corp se va mişca totdeauna cu viteza luminii, oricare ar fi impulsul său. Prima expresie pentru energie

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$$

nu se poate aplica, deoarece atât masa de repaus *m*, cât şi rădăcina pătrată sunt egale cu zero; or, zero împărţit la zero nu are nici o semnificaţie. Dar relaţia între energie şi impuls rămâne valabilă chiar şi în acest caz excepţional. Vom vedea în capitolul următor importanţa acestui rezultat în ce priveşte proprietăţile luminii.

PRINCIPIUL ECHIVALENŢEI

Domeniul de care ne-am ocupat în acest capitol aparţine aşa-numitei teorii a relativităţii „restrânse“. Înainte de a încheia discuţia despre relativitate, ar trebui să menţionăm câte ceva despre relativitatea „generalizată", deşi nu vom putea să-i acordăm importanţa cuvenită.

Până acum am avut grijă să nu comparăm între ele decât punctele de vedere ale unor observatori care se mişcă unul faţă de altul cu viteză uniformă. Relativitatea generalizată studiază legile fizicii aşa cum ar apărea ele unui observator în mişcare accelerată. Este limpede că în acest caz natura va apărea observatorului diferită. Pasagerul unui tren care accelerează sau frânează brusc va observa în mod indiscutabil această accelerare. Care este natura senzaţiei sale? Am discutat-o deja în cap. 1, arătând acolo că ea constituie o manifestare a legii lui Newton, care spune că masa înmulţită cu acceleraţia este egală cu forţa. Pentru a ne menţine în mişcare solidară cu trenul care accelerează, bancheta sau podeaua vagonului trebuie să exercite o forţă asupra noastră. Fără această forţă, toate corpurile ar tinde să continue să se mişte uniform şi deci, în raport cu trenul, ele ar căpăta o acceleraţie în sens opus. Efectul ar fi la fel cu cel care s-ar produce dacă trenul ar sta în

repaus, dar ar exista un câmp de forţe (cum ar fi câmpul gravific) care ne-ar trage înapoi. De fapt, într-un tren care accelerează continuu căpătăm uşoara impresie că trenul merge în pantă şi că deci greutatea noastră ne trage înapoi.

Orice acceleraţie produce acelaşi efect ca şi gravitaţia. Să presupunem că am sta într-o cutie închisă, de exemplu în cabina unui ascensor situată undeva în cosmos la o distanţă mare de Pământ sau de orice alte corpuri, astfel încât nu ar exista gravitaţie. În acest caz toate obiectele din cabină ar pluti liber în interiorul ei. Dacă ne-am propti doar foarte uşor picioarele pe podea, am fi proiectaţi în sus până am atinge plafonul. Această stare de lucruri a ajuns acum cunoscută din cărţile şi filmele despre zborurile în cosmos. Să presupunem, mai departe, că am simţi subit din nou propria greutate şi am observa obiectele căzând. Am putea interpreta aceasta în două moduri: am spune că cutia noastră este într-adevăr cabina unui ascensor și că a început să accelereze în sus, sau că cutia continuă să stea nemişcată (sau să se mişte cu viteză uniformă), dar că acum suntem aproape de Pământ sau de o planetă şi că asupra noastră acţionează gravitaţia.

Nu am putea preciza lucrurile chiar dacă am avea o fereastră în plafon prin care am vedea că de capacul cutiei noastre este ataşat un cablu si că acest cablu este în mod evident supus unei tensiuni. Această tensiune ar fi de aşteptat în ambele cazuri, fie pentru a produce acceleraţia, fie pentru a menţine cabina noastră suspendată contra gravitaţiei.

Invers, dacă am merge într-un lift obişnuit şi cablul care îl ţine s-ar rupe, astfel încât cabina cu tot conţinutul său ar cădea liber, am avea impresia imponderabilităţii, deoarece forţa gravitaţiei ne-ar accelera în aceeaşi măsură cu cabina, şi deci nu ar fi necesară nici o forţă pentru a ne menţine poziţia în raport cu aceasta. Nu am şti deci dacă de fapt cabina noastră cade sau dacă forţa de atracţie a Pământului a încetat deodată (desigur că îndoiala nu ar dura decât până în momentul când izbim fundul cuștii ascensorului!)[5].

Deci mişcarea accelerată impune schimbarea legilor fizicii: produce aceleaşi efecte cu un câmp gravitaţional. Acest „principiu al echivalenţei", care constituie o trăsătură fundamentală a teoriei relativităţii, depinde în esenţă de faptul, deja menţionat în cap. 1, că greutăţile a două corpuri sunt riguros proporţionale cu masele lor, astfel încât forţa gravitaţiei le imprimă aceeaşi acceleraţie. Teoria generalizată a relativităţii se bazează pe punctul de vedere că o accelerare a tuturor reperelor faţă ele care raportăm observaţiile noastre nu este numai indiscernabilă în practică de efectul unui câmp gravific, ci acceleraţia şi câmpul gravific sunt în esenţă unul şi acelaşi lucru şi nu pot fi diferenţiate în principiu.

Aceasta nu înseamnă că am putea să ne amenajăm laboratorul astfel încât să scăpăm complet de atracţia gravitaţiei Pământului; în acest scop ar trebui să plasăm observatori în cutii în cădere liberă, distribuite împrejurul Pământului, şi desigur ca ele ar izbi în scurt timp Pământul, în afară de cazul când s-ar ciocni în prealabil una cu alta. Tot ce putem face este ca doar într-o regiune mică a spaţiului şi pentru un timp scurt să privim mişcarea corpurilor din punctul de vedere al unui observator pentru care nu există gravitaţie.

TEORIA RELATIVITĂŢII GENERALIZATE

Dacă am încerca să formulăm în felul acesta o descriere a naturii studiind mecanica într-o cutie în cădere liberă, am ajunge la concluzia că spaţiul are proprietăţi ciudate. De exemplu, să ne închipuim că cutia noastră soseşte de la o distanţă mare cu o viteză atât de mare, încât atracţia Pământului nu ar fi suficientă pentru a o face să se ciocnească cu el, ci numai pentru a o devia cu un unghi mic. În figura 37, cercul reprezintă Pământul, iar linia notată cu *B* ar putea reprezenta drumul cutiei noastre. Să presupunem de asemenea că în apropierea noastră ar călători un alt observator într-o

Fig. 37. Doi observatori care trec în apropierea Pământului

a doua cutie, cu aceeaşi viteză şi pe o traiectorie paralelă cu a noastră. Până în apropierea Pământului, C s-ar afla la o distanţă constantă de noi, dar, întrucât trece mai aproape de Pământ, ea va fi mai puternic deviată, aşa cum se arată în figură, astfel încât traiectoriile noastre vor avea după aceea direcţii diferite şi se vor separa. Amândoi ne mişcăm liber, deci nu resimţim nici o acceleraţie. în baza principiilor relativităţii generalizate, am fi deci amândoi îndreptăţiţi să ne considerăm în repaus, dar am constata că dintr-o dată distanţa dintre noi începe să crească, fără ca aparent vreunul dintre noi să fi început să se mişte.

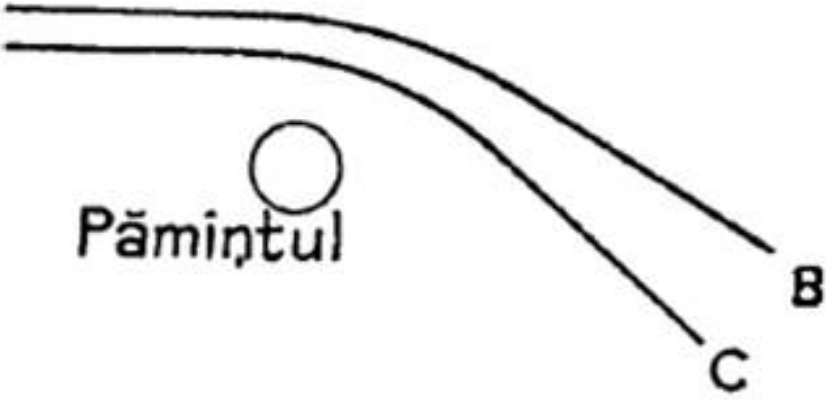


Fig. 37. Doi observatori care trec în apropierea Pământului

Cu alte cuvinte, fără a da vreun răspuns cu privire la repaus sau mişcare şi alegând ca repere orice obiecte care se pot mişca liber, putem detecta prezenţa unui câmp gravific şi deci prezenţa undeva în vecinătate a materiei grele, după modul în care se comportă distanţele dintre diferitele repere. De aici porneşte descrierea câmpului gravific în funcţie de proprietăţile spaţiului şi timpului. Ar fi necesar să facem uz de cunoştinţe matematice prea avansate pentru a prezenta mai amănunţit teoria relativităţii generalizate. Vom menţiona însă două concluzii ce rezultă de aici.

Una dintre ele este că *într-un câmp gravific lumina nu se propagă în linie dreaptă, ci este deviată*. În fond, aceasta s-ar fi putut deduce şi din faptul, dovedit în relativitatea restrânsă, că masa şi energia sunt echivalente. Raza de lumină are energie, deci şi masă, şi, dacă orice masă este atrasă de un corp greu ca Soarele sau Pământul, aceasta trebuie să se aplice şi razei de lumină. Totuşi, numai acest raţionament nu ne spune exact cât de mare este deviaţia, deoarece trebuie să ţinem seama şi de faptul că forţa gravitaţiei depinde de viteza corpului asupra căruia acţionează. Pentru vitezele mici cu care avem de-a face în practică, acest lucru nu prezintă interes, dar dacă este vorba despre viteza luminii diferenţa se face simţită. Atunci când lumina trece în imediata apropiere a Pământului, ea trebuie deci să fie deviată sub un unghi care poate fi calculat. Rezultă că o stea care s-ar afla lângă Soare ar trebui să fie văzută de pe Pământ puţin deplasată faţă de poziţia sa normală. Desigur că în mod normal nu este posibil să vedem o stea atunci când ea se află lângă Soare, dar eclipsele totale de Soare ne oferă asemenea posibilitate, deoarece discul solar, fiind acoperit de Lună, lumina sa nu mai face imposibilă observarea stelelor. Pentru a detecta deplasarea sunt însă necesare măsurări foarte precise, unghiul prezis fiind mai mic de două secunde de arc, ceea ce ar corespunde mărimii unei monede văzute de la o distanţă de patru kilometri.

Totuşi, asemenea deplasări au putut fi detectate prin observaţii astronomice de mare precizie, şi deşi astronomii mai folosesc şi astăzi eclipsele de Soare pentru a îmbunătăţi precizia rezultatelor, deplasarea este dovedită cu certitudine, unghiul fiind de ordinul de mărime prevăzut în teoria relativităţii generalizate.

O altă concluzie importantă se referă la faptul că *câmpul gravific trebuie să afecteze scara timpului*, cu alte cuvinte că un ceas aflat în apropierea unei stele masive, unde există un potenţial gravific negativ (adică de atracţie) puternic, ar trebui să-1 vedem rămas în urmă. Şi acest lucru poate fi verificat, deoarece lumina unei stele fierbinţi conţine radiaţii de culori distincte, adică de anumite frecvenţe bine precizate, care, după cum ştim, se datoresc proprietăţii pe care o au unii atomi de a emite oscilaţii electromagnetice de o anumită frecvenţă, asemănându-se prin aceasta cu un emiţător radio în miniatură. Asemenea atomi pot fi consideraţi drept ceasuri standard, deoarece perioada de vibraţie este o caracteristică naturală a atomului, independentă de condiţiile exterioare. Or, se ştie că atunci când provin de la anumite stele masive, aceste radiaţii caracteristice nu au aceeaşi culoare cu cele provenite de la stele mai uşoare, ci au o culoare deplasată mai spre roşu.

Acest fapt este în concordanţă cu teoria relativităţii generalizate. Trebuie să presupunem că, din punctul de vedere al unui observator de pe suprafaţa stelei, „ceasul" atomic este corect, dar, datorită dependenţei scării timpului de potenţialul gravific, ceasurile apar faţă de noi, care privim de la distanţă, ca rămase în urmă, şi deci frecvenţa luminii pare mai mică, adică culoarea ei mai roşie.

Această influenţă a potenţialului gravific asupra comportării ceasurilor este interesantă şi datorită legăturii sale cu un paradox, care ilustrează legătura dintre principiile relativităţii restrânse şi ale celei generalizate.

Se aduce uneori obiecţia că relativitatea restrânsă este inconsecventă în prezicerile ei, cu privire la dilatarea timpului. Să considerăm că doi observatori care călătoresc cu viteze mari se întâlnesc şi că îşi potrivesc ceasurile în momentul respectiv. Dacă unul dintre observatori se consideră în repaus, el va trage concluzia că ceasul celuilalt observator trebuie să fi rămas în urmă. La rândul său, acesta va spune că ceasul primului observator trebuie să fie în urmă, întrucât el se mişcă cu viteză mare. Am văzut că acest fapt nu se poate verifica atât timp cât cei doi observatori sunt la distanţă unul de altul, deoarece nu putem compara fără ambiguitate timpii la care au loc două evenimente ce se petrec în locuri diferite. Totuşi, presupunând că mai târziu cei doi observatori se întâlnesc din nou, ei îşi vor putea compara ceasurile şi vor şti astfel care ceas

este în urmă faţă de celălalt şi deci care din ei a fost în mişcare.

În cadrul relativităţii restrânse, răspunsul corect la această obiecţie este următorul: cât timp cei doi observatori continuă să se mişte cu viteză uniformă unul faţă de celălalt, ei nu se mai pot întâlni niciodată. Pentru ca să se mai poată întâlni trebuie ca cel puţin unul dintre ei fie să se întoarcă din drum, fie să-şi schimbe direcţia, şi deci să fie supus unei acceleraţii, astfel încât nu mai este îndreptăţit să presupună că a stat tot timpul în repaus.

Relativitatea generalizată ne oferă un răspuns mai complet. Să presupunem, pentru simplitate, că unul dintre observatori s-a mişcat fără acceleraţie, în timp ce celălalt, după ce a parcurs o anumită distanţă, s-a oprit şi apoi s-a întors. În virtutea teoriei relativităţii generalizate, el ar fi şi în acest caz îndreptăţit să presupună că a stat tot timpul în repaus, dar că s-a aflat sub influenţa unui câmp gravific. Aceasta ar putea explica forţa care a acţionat asupra sa (şi pe care noi am atribuit-o acceleraţiei). Or, aşa cum am văzut, câmpurile gravifice afectează ceasurile şi, dacă aplicăm în detaliu raţionamentele respective situaţiei pe care o discutăm, ajungem din nou la rezultatul că din ambele puncte de vedere există aceeaşi relaţie între timpii indicaţi de cele două ceasuri.

După această discuţie incompletă vom părăsi subiectul interesant al relativităţii generalizate. Într-o dare de seamă completă asupra legilor naturii ar trebui, desigur, să studiem mai amplu acest subiect, dar aici scopul nostru este să prezentăm legile care au o legătură directă cu structura materiei. Relativitatea generalizată are consecinţe importante pentru probleme la scară cosmică, incluzând structura universului. Este probabil ca în viitor să se găsească o relaţie care să facă legătura între aceste idei şi caracteristicile universului la scară redusă, adică cu problemele atomice, dar pentru moment ea este încă necunoscută.

7

Cuante, unde şi particule

lPOTEZA CUANTICĂ. FOTONII

În cap. 4 şi 5 am făcut o prezentare sumară a faptelor elementare privind atomii. Am văzut că materia este construită din atomi ale căror dimensiuni şi masă pot fi determinate, că mişcarea lor explică căldura, că forţele care acţionează între ei explică rigiditatea materiei solide, iar ciocnirile lor cu pereţii — presiunea gazelor. Am văzut că fiecare atom constă dintr-un nucleu greu încărcat pozitiv, care e înconjurat de electroni uşori, încărcaţi negativ. Dar, deşi acest tablou explică multe dintre proprietăţile materiei, am întâlnit, totuşi, deseori contradicţii, dintre care cea mai importantă o constituie faptul că atomii au avut totdeauna

dimensiuni determinate şi nu s-au năruit sub acţiunea atracţiei exercitate de nucleul pozitiv asupra electronilor negativi.

Nu vom trece aici în revistă întreaga listă a acestor contradicţii, în primul rând pentru că este prea lungă şi, în al doilea rând, pentru că unele dintre ele vor fi discutate mai târziu, pentru a arăta cum sunt ele rezolvate în cadrul mecanicii cuantice. Totuşi, exemplele pe care le-am examinat până acum sunt suficiente pentru a arăta de ce a devenit evident faptul că legile naturii, aşa cum le-am descris până în acest punct, sunt neadecvate pentru a descrie comportarea atomilor.

Este limpede că se impune găsirea unui principiu care să determine scara la care se petrec fenomenele atomice. Prin aceasta înţelegem următoarele: dacă considerăm problema unui electron în mişcare în jurul unei sarcini pozitive sub influenţa unor forţe de natură coulombiană (legea propor- ţionalităţii inverse cu pătratul distanţei), particula se poate mişca, de exemplu, pe un cerc de orice rază am dori, cu condiţia ca viteza ei să fie ajustată astfel încât forţa centrifugă să fie compensată de forţa de atracţie electrică. Încap. 1 am discutat în detaliu asemenea mişcări circulare.

160

Acelaşi lucru se aplică şi în sistemul solar. LegUe mecanicii nu contin nici o restricţie care să impună ca orbita pe care se roteşte Pământul în jurul Soarelui să aibă tocmai dimensiunile pe care le are. Din punct de vedere mecanic, ea ar putea să fie de o sută de ori mai mare sau de o sută de ori mai mică, cu condiţia ca viteza Pământului să fie de zece ori mai mare, respectiv de zece ori mai mică. în cazul Pământului, mişcarea actuală este rezultatul istoriei sale anterioare. Cândva, cu foarte mult timp în urmă, Pământul şi Soarele făceau parte din aceeaşi masă, probabil de gaz fierbinte, din care materia s-a condensat în bucăţi mari. Ceea ce a determinat poziţiile actuale ale Pământului şi ale Soarelui a fost viteza de rotaţie a acelei mase de gaz şi modul anume în care s-a condensat materia. Dar, în cazul atomului, ştim că dimensiunile lui nu reprezintă un accident din cursul istoriei sale anterioare. Putem să smulgem pe multe căi electronul unui atom de hidrogen şi să lăsăm nucleul de hidrogen astfel dezgolit (sau protonul, cum i se mai spune) să recaptureze un electron; când se atinge din nou starea de echilibru, atomul de hidrogen este identic cu oricare altul.

Acest fapt nu a putut fi explicat decât cu ajutorul noţiunii de *„cuantă de acţiune“*, care a fost introdusă de Planck printr-o ipoteză foarte îndrăzneaţă. Planck studia radiaţia corpului negru[6], care prezenta şi ea trăsături în dezacord cu legile fizicii clasice (vezi de exemplu, fig. 28). Prin ipoteza lui Planck se putea explica intensitatea radiaţiei emise de un corp negru şi compoziţia sa

spectrală.

Planck a postulat că lumina transportă energie în cantităţi bine precizate, sau cuante, astfel încât energia unei unde trebuie să fie totdeauna egală cu una, două sau cu un număr întreg de asemenea cuante. Energia fiecărei cuante de lumină de o culoare dată trebuie să fie aceeaşi, şi anume proporţională cu frecvenţa luminii. În cazul luminii de frecvenţă ν (adică a unei unde în care câmpul electric trece în fiecare punct al spaţiului prin v cicluri pe secundă), fiecare cuantă are energia $h\nu$, unde h este o nouă constantă, denumită constanta lui Planck, sau cuantă de acţiune. Ea este egală aproximativ cu $6{,}5 \times 10^{-27}$.

Important este că, atunci când un atom emite o radiaţie de o anumită frecvenţă (sau culoare), se emit, conform acestei ipoteze, una sau mai multe asemenea cuante, dar niciodată o fracţiune de cuantă. Tot astfel, un atom expus la lumină poate absorbi una sau mai multe cuante, dar niciodată o fracţiune de cuantă.

Această regulă pare foarte nerezonabilă, şi astfel i s-a părut şi lui Planck. El a încercat s-o folosească în diferite forme modificate, care să-i dea o aparenţă mai puţin radicală, și numai dezvoltările ulterioare au demonstrat că doar regula ca atare corespunde situaţiei. Într-un fel se părea că aceasta ne duce înapoi la vechea teorie a emisiei. Dacă într-adevăr lumina constă din mici particule emise de sursa de lumină, particule care se deplasează până când ajung la ochiul nostru (sau la o placă fotografică, sau la alt instrument sensibil la lumină), nu este de loc nerezonabil să acceptăm faptul că particulele care aparţin luminii de o anumită culoare (adică de o anumită frecvenţă) ar transporta totdeauna o energie dată. Un fascicul de lumină de culoarea respectivă ar conţine atunci totdeauna un număr întreg de asemenea particule. Dar cum am putea explica atunci toate faptele care ne-au dovedit că lumina constă din unde electromagnetice? Vom arăta mai târziu cum se rezolvă această contradicţie aparentă. Una dintre lecţiile cele mai importante pe care ne-o dă fizica modernă şi pe care va trebui s-o învăţăm este cum să împăcăm aceste afirmaţii în aparenţă contradictorii, în speţă că lumina constă din unde şi cuante distincte, de energie determinată.

Pentru moment atragem atenţia asupra faptului că, dacă pornim de la această ipoteză îndrăzneaţă, rezultă în mod automat curba din figura 28, care indică intensitatea radiaţiei de o anumită culoare a corpului negru la orice temperat ură. Aceasta nu se poate demonstra în detaliu fără a folosi raţionamente matematice, dar se poate cel puţin arăta că ipoteza cuantelor schimbă rezultatul în sensul corect. Să considerăm o frecvenţă ν şi să luăm o temperatură T, astfel încât kT să fie considerabil mai mic decât $h\nu$. În acest caz,

raţionamentele din cap. 5 ne-ar fi condus la rezultatul că energia undei trebuie să fie egală cu kT, adică cu o mică fracţiune din energia unei cuante $h\nu$. Însă, conform ipotezei lui Planck, aceasta nu este posibil. Energia este sau nulă, sau egală cu cel puţin o cuantă. Am văzut în cap. 5 caracterul întâmplător al mişcării termice, astfel încât energia disponibilă pentru o undă de lumină va fi uneori mai mare şi uneori mai mică. Ea poate foarte bine să fie uneori egală cu o cuantă şi uneori cu nici una. Dar probabilitatea ca ea să ajungă la valoarea unei cuante întregi este foarte mică, deoarece aceasta se poate realiza numai dacă, din întâmplare, unul sau mai mulţi atomi din corpul fierbinte care produc radiaţia se află într-o mişcare deosebit de puternică, adică dacă mişcarea sa termică se nimerește să fie cu mult mai puternică decât cea medie.

Dacă nu ar fi existat alte fapte experimentale care să sprijine ipoteza lui Planck, ea ar fi fost privită cu multă rezervă, deoarece deseori se întâmplă în fizică ca un anumit grup de experienţe să poată fi explicat cu ajutorul unei ipoteze introduse special în acest scop şi care, poate, să nu aibă nici o semnificaţie reală. Dar imediat s-a văzut că ideile lui Planck se adaptau perfect altor două experienţe care nu puteau fi explicate până atunci. Prima dintre ele era legată de efectul fotoelectric.

Dacă lăsăm să cadă lumină pe o suprafaţă metalică aflată într-un tub de sticlă vidat în lungul căruia se aplică un câmp electric, în tub se va produce un curent electric. Acest curent va transporta sarcină negativă de pe placa luminată spre o alta cu potenţial pozitiv. S-a demonstrat că acest curent constă, de fapt, din electroni îndepărtaţi de pe placa metalică de acţiunea luminii. Fenomenul în sine este firesc dacă ţinem seama de faptul că lumina constă din unde electromagnetice. Se ştie că metalul conţine electroni asupra cărora câmpul electric al undei trebuie să exercite o forţă. Dacă această forţă este suficient de mare, ea trebuie să poată smulge electroni din metal. Dar în baza acestei explicaţii ne-am aştepta ca acest efect fotoelectric să necesite o lumină puternică. Dacă lumina este însă foarte slabă, câmpul electric asociat ei este şi el slab; or, o forţă electrică slabă nu ar fi suficientă pentru a învinge forţele de atracţie care menţin în mod normal electronii în interiorul metalului. Ne-am aştepta, de asemenea, ca prin creşterea intensităţii luminii să crească şi viteza cu care sunt emişi electronii, deoarece forţa care îi smulge devine mai puternică. În sfârşit, dependenţa acestui efect de frecvenţa luminii ar putea să nu fie prea simplu, dar în orice caz ne-am aştepta ca lumina de frecvenţă mai mare să fie mai puţin eficace. Dacă forţa îşi schimbă sensul după o perioadă prea scurtă, ea nu va apuca să smulgă electronul din metal înainte de a începe să-l împingă înapoi în sensul opus.

Experienţele au dat însă rezultate cu totul diferite. În primul rând, ele au arătat că la o culoare dată a luminii, adică pentru lumină de o frecvenţă dată, vitezele electronilor variază până la o valoare maximă, care este aceeaşi atât pentru lumina de intensitate mică, cât şi pentru lumina de intensitate mare. Dacă lumina e mai slabă, se emit mai puţini electroni. Numărul electronilor variază proporţional cu intensitatea luminii, adică, dacă intensitatea se reduce de zece ori, se obţin de zece ori mai puţini electroni, dar nu există un prag — o anumită intensitate minimă — sub care să nu se mai emită electroni. Pe de altă parte, frecvenţa luminii, adică culoarea ei, intră într-o relaţie bine determinată. Energia cinetică a electronilor celor mai rapizi smulşi din metal poate fi exprimată sub forma $E = h\nu - W$, unde h este constanta lui Planck, iar W o cantitate de energie care variază de la metal la metal, dar care pentru fiecare metal este aceeaşi, indiferent de frecvenţa luminii folosite. Dacă $h\nu$ este mai mic decât W, nu se produce efectul fotoelectric, deoarece energia cinetică nu poate fi negativă.

Einstein a arătat că această comportare este tocmai cea la care ar trebui să ne aşteptăm în baza ipotezei lui Planck. Dacă lumina constă din cuante, în momentul când o asemenea cuantă loveşte suprafaţa metalului ea poate fi absorbită, adică dispare din fasciculul de lumină, astfel încât energia sa devine disponibilă. Dacă această cantitate de energie $h\nu$ este transferată unui electron, acesta poate fi expulzat din metal şi chiar capătă în plus şi o oarecare viteză. Dacă W reprezintă cantitatea de energie necesară pentru a îndepărta un electron din metal, este limpede că va rămâne disponibilă pentru energia cinetică a electronului o cantitate de energie egală cu $h\nu - W$.

Dacă facem să crească intensitatea luminii, schimbăm numai numărul de cuante care lovesc pe secundă suprafaţa metalului şi deci numărul de electroni puşi în libertate.

Acest rezultat indică deci că există într-adevăr ceva constructiv în ideea lui Planck, deoarece ea conduce în mod automat la o descriere corectă a comportării electronilor în cazul efectului fotoelectric. Este deosebit de important faptul că şi în relaţiile care intervin aici apare aceeaşi constantă h, care a fost determinată din teoria radiaţiei corpului negru.

O a doua experienţă care demonstrează în mod convingător că ideea cuantelor de lumină are o bază reală o constituie efectul Compton. S-a observat că, atunci când radiaţiile Röntgen sau razele gamma (adică radiaţiile electromagnetice de o lungime de undă comparabilă cu dimensiunile atomilor, sau chiar mai mică) trec prin substanţă, o parte din radiaţie este împrăştiată, adică deviată în toate direcţiile posibile. Acest fenomen în sine este iarăşi de

aşteptat în baza vechilor concepţii. Unda electromagnetică exercită o forţă asupra electronilor unora dintre atomi, provocându-le oscilaţii rapide; asemenea mici sarcini electrice în oscilaţie rapidă acţionează ca mici transmiţători de unde electromagnetice şi deci emit radiaţie în toate direcţiile. Totuşi ne-am aştepta în acest caz ca frecvenţa radiaţiei emise să fie aceeaşi cu frecvenţa fasciculului incident. Compton a descoperit însă că întotdeauna frecvenţa radiaţiei împrăştiate este mai mică decât a celei incidente. Această descreştere a frecvenţei este cu atât mai mare, cu cât este mai mare frecvenţa radiaţiei incidente şi cu cât este mai mare unghiul sub care observăm radiaţia împrăştiată.

Compton a dat o teorie a acestui rezultat experimental, bazată pe ideea lui Planck. Procesul de împrăştiere trebuie considerat în acest caz ca devierea unei cuante de lumină într-o nouă direcţie. O schimbare de direcţie trebuie însă să schimbe şi impulsul cuantei de lumină, întocmai ca în cazul unui obiect mecanic (cum ar fi bila de biliard) care nu poate fi deviată din drumul său drept fără ca asupra sa să acţioneze o forţă şi deci fără ca un alt obiect să preia diferenţa de impuls. Dacă o cuantă de lumină are energia $h\nu$, impulsul său trebuie să fie $\frac{h\nu}{c}$. Aceasta rezultă din cele deduse la sfârşitul cap. 6. O cuantă de lumină trebuie, evident, să se mişte cu viteza luminii şi nu poate avea masă de repaus. Prin urmare, aici se aplică rezultatul obţinut în cap. 6, conform căruia impulsul unei astfel de particule este egal cu energia sa împărţită la *c*. Acelaşi rezultat poate fi dedus şi din teoria ondulatorie. Dacă considerăm o undă electromagnetică care se mişcă într-o direcţie dată şi care transportă o anumită energie *E*, putem calcula impulsul care îi este asociat şi obţinem ca rezultat $\frac{E}{c}$.

Dacă presupunem acum că cuanta de lumină din efectul Compton a interacţionat cu un electron din interiorul unui atom pe lângă care a trecut, trebuie ca electronul să capete un recul, adică să-şi schimbe impulsul cu atât cât este necesar pentru a compensa variaţia impulsului cuantei de lumină.

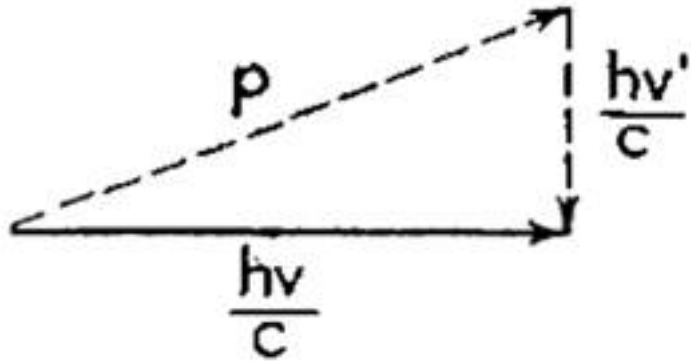


Fig. 38. Conservarea impulsului în efectul Complon

Pentru a discuta cantitativ fenomenul, să presupunem că cuanta de lumină a fost deviată sub un unghi drept. Avem atunci situaţia schiţată în figura 38, în care săgeata notată cu $\frac{h\nu}{c}$ reprezintă impulsul cuantei de lumină înainte de ciocnire, săgeata notată cu $\frac{h\nu'}{c}$ impulsul ei după ciocnire, iar săgeata punctată notată cu *p* impulsul electronului după ciocnire. Pentru a satisface legea conservării impulsului, aceste trei săgeţi trebuie să formeze un triunghi, aşa cum se arată în figură. Aici am trasat desenul astfel încât primele două săgeţi să formeze între ele un unghi drept şi deci din teorema lui Pitagora rezultă

$$p^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2$$

În afară de aceasta trebuie să se conserve şi energia, şi deci energia cinetică a electronului, care, după cum ştim din cap.6, reprezintă diferenţa dintre energia totală $\sqrt{m^2c^4 + c^2p^2}$ şi energia de repaus mc^2, trebuie să fie egală cu $h\nu - h\nu'$. Din aceste două ecuaţii se obţine printr-un calcul algebric simplu

$$\frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu} = \frac{h}{mc^2}$$

sau, introducând lungimea de undă $\lambda = \frac{c}{\nu}$

obţinem $\lambda - \lambda' = \frac{h}{mc}$ Cu alte cuvinte, lungimea de undă $\frac{h}{mc}$, a radiaţiilor Röntgen deviate sub un unghi drept creşte cu unde *m* este masa de repaus a electronului.

Această problemă se poate rezolva la fel de uşor pentru orice alt unghi de împrăştiere. Rezultatul este în perfect acord cu experienţa şi vedem că ideea unei cuante de lumină capătă acum o formă încă mai perceptibilă. Trebuie să ne imaginăm cuanta de lumină ca pe o particulă care are nu numai energie, ci şi impuls, şi care este capabilă să se ciocnească cu electronii exact în acelaşi mod în care se poate ciocni un electron cu alt electron. De asemenea este posibil să observăm, în afară de radiaţia împrăştiată, şi electronii, care, conform explicaţiei noastre, ar trebui să fie emişi ori de câte ori sunt împrăştiate radiaţiile Röntgen sau gamma. Viteza electronilor emişi în orice direcţie dată este de asemenea în perfectă concordanţă cu predicţiile teoriei.

Cuantele de lumină, cărora rezultatele obţinute le-a dat o formă concretă, sunt deseori numite şi fotoni.

Trebuie totuşi să observăm că aceste noi concepţii reprezintă o îndepărtare radicală de la concepţiile mai vechi asupra luminii şi a altor radiaţii. Deşi succesul lor în explicarea anumitor rezultate experimentale este izbitor, ele par să fie, aşa cum s-a mai menţionat, în totală contradicţie cu alte fapte cunoscute referitoare la natura ondulatorie a luminii, în particular cu interferenţa şi cu difracţia undelor luminoase.

DIFRACŢIA ELECTRONILOR. UNDE STAŢIONARE

Această dificultate nu e proprie cazului luminii . În timp ce lumina, care constă din unde, părea să capete dintr-o dată, în unele împrejurări, caracteristicile fasciculelor de particule, s-a descoperit mai târziu că şi fasciculele de particule, de exemplu electronii, posedă caracteristicile undelor. Cea mai convingătoare demonstraţie a acestui fapt o constituie difracţia electronilor, care a fost prevăzută de teoria cuantică înainte de a se observa experimental. Dacă un fascicul de electroni rapizi, de viteză constantă, loveşte suprafaţa unei substanţe cristaline, se observă că electronii sunt reflectaţi numai în anumite direcţii. Unghiurile de reflexie intensă sunt exact aceleaşi ca şi în cazul difracţiei pe acelaşi cristal a radiaţiilor Röntgen de o anumită lungime de undă (vezi cap .4). În practică, experienţa este ceva mai complicată decât cea cu radiaţii Röntgen, deoarece fasciculele de electroni sunt deviate mai uşor de la traiectoria lor rectilinie de către orice sarcini

electrice accidentale sau de către substanţa prin care trec. Astfel, pentru a avea condiţii experimentale curate, experienţa trebuie efectuată în vid, luând o serie de alte precauţii importante.

Se ştie însă că difracţia luminii şi a radiaţiilor Röntgen a constituit cea mai convingătoare dovadă a faptului că ele sunt de natură ondulatorie; deoarece şi electronii pot fi difractaţi, rezultă că şi ei au natură ondulatorie. Lungimea de undă care corespunde figurii de difracţie pentru un fascicul de electroni de viteză v este , $\frac{h}{p}$, h fiind constanta lui Planck şi p impulsul electronului. Dacă viteza v a electronului este mult mai mică decât viteza luminii, putem exprima iarăşi impulsul ca masa înmulţită cu viteza, şi lungimea de undă este în acest caz $\frac{h}{mc}$.

Afirmaţia că lungimea de undă este egală cu constanta lui Planck împărţită la impuls este valabilă nu numai pentru electroni, ci şi pentru lumină. Într-adevăr, am văzut mai înainte că impulsul unei cuante de lumină este $p = \frac{hv}{c}$, unde v este frecvenţa undei de lumină corespunzătoare. Cu alte cuvinte, lungimea de undă λ, egală cu $\frac{c}{v}$, este şi aici $\frac{h}{p}$.

De fapt, această analogie dintre electroni şi fotoni a constituit punctul de plecare al lucrării lui Louis de Broglie, care a presupus încă înaintea descoperirii difracţiei electronilor că electronul ar putea avea proprietăţi ondulatorii. Comparând electronii cu fotonii, el a prezis că unda electronică ar trebui să aibă o lungime de undă egală cu $\frac{h}{p}$.

Toate acestea nu răspund la întrebarea: cum este posibil ca lumina să prezinte toate caracteristicile undelor şi, în acelaşi timp, să se comporte ca şi cum ar consta din particule distincte? Din difracţia electronilor putem afla doar că acelaşi paradox se aplică şi electronilor. De fapt, paradoxul apare şi în cazul particulelor de orice alt tip. Nu trebuie deci să căutăm o explicaţie care să fie legată în mod special de natura luminii. Această dificultate ne pune în faţa uneia dintre cele mai importante, dar şi cele mai dificile părţi ale fizicii moderne. înainte de a o aborda, este necesar să examinăm încă câteva consecinţe ale teoriei ondulatorii.

Să acceptăm momentan faptul că electronilor le sunt asociate unde, deşi trebuie să ne amintim că multe întrebări în legătură cu

aceasta rămân 'deocamdată nerezolvate.

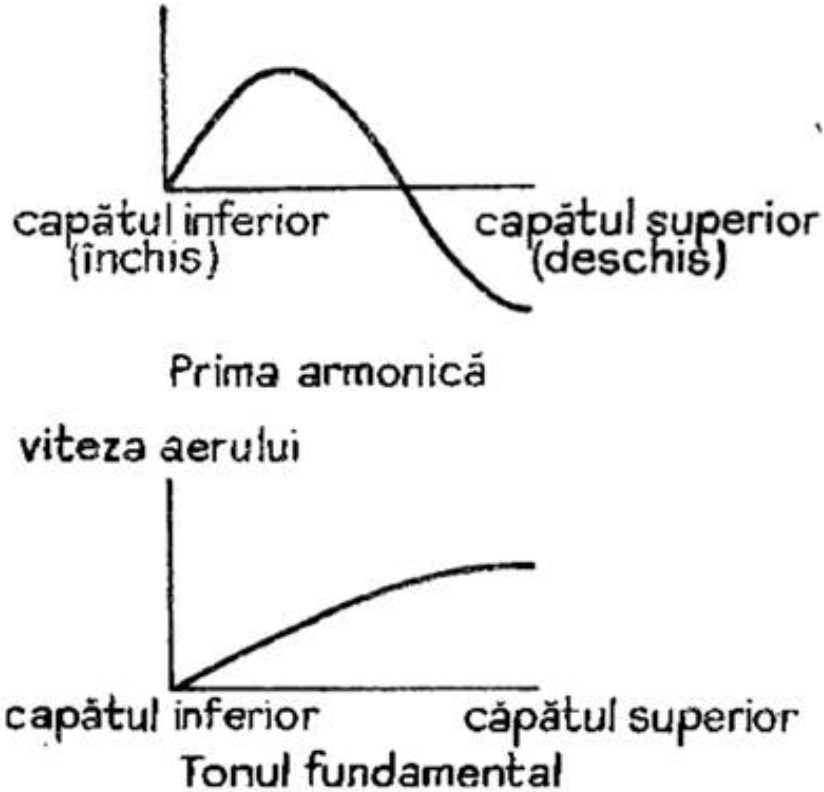


Fig. 39. Mişcarea aerului într-un tub

O caracteristică a undelor, de cea mai mare importanţă din punctul nostru de vedere, este faptul că o undă aflată într-un spaţiu limitat nu poate avea decât anumite lungimi de undă care să se adapteze acestui spaţiu. În ceea ce priveşte acest tip de comportare, exemplul cel mai cunoscut îl constituie, probabil, undele sonore. Orice instrument muzical produce note de o anumită înălţime, adică unde de o anumită frecvenţă şi lungime de undă. Să luăm ca exemplu cazul simplu al unui tub de orgă închis la capătul inferior şi deschis la cel superior; aerul din el efectuează o mişcare ondulatorie, fiind în repaus la capătul inferior, deci producând aici un nod, şi având viteza maximă la capătul superior, unde formează o creastă. Cu alte cuvinte, cea mai mare lungime de undă posibilă este egală cu de patru ori lungimea tubului, astfel încât lungimea tubului să reprezinte un sfert de undă. Această lungime de undă dă nota cea mai joasă, sau fundamentala unui asemenea tub; ea este nota care se produce cel mai uşor şi este reprezentată în figura 39 jos. Totuşi este posibilă şi o mişcare în care să se producă şi o depresiune intermediară în undă, astfel încât lungimea tubului să corespundă la trei sferturi de lungime de undă. Similar, ea poate

corespunde Ia cinci sferturi de lungimi de undă etc. (În practică, asemenea armonici nu se pot produce uşor izolat, dar, în cele mai multe instrumente de suflat, ele sunt folosite pentru notele mai înalte, adică de lungimi de undă mai mici.) Cu alte cuvinte, în astfel de cazuri, undele din instrumente aparţin unei succesiuni de lungimi de undă foarte bine definite.

Tot astfel, în mişcarea ondulatorie a unei corzi de vioară nu sunt posibile decât lungimile de undă pentru care atât capătul inferior al corzii, cât şi punctul unde apasă degetul violonistului reprezintă noduri, adică între aceste puncte sunt cuprinse o jumătate, una sau una şi jumătate unde.

Cele de mai sus se aplică oricărui tip de unde. Un exemplu specific de unde la suprafaţa apei îl constituie cazul care poate apărea într-o baie, când lungimea de undă poate fi, de exemplu, egală cu de două ori lungimea căzii, astfel încât apa se ridică la un capăt şi coboară la celălalt. Dacă o persoană aşezată într-o cadă îşi mişcă de câteva ori corpul înainte şi înapoi cu o frecvenţă care corespunde tocmai acestei lungimi de undă, ea poate dezlănţui această undă cu o asemenea intensitate, încât apa să treacă peste margine la un capăt al căzii.

Dacă electronii au proprietăţi ondulatorii, acelaşi fenomen trebuie să se întâmple şi în cazul lor. Să ne imaginăm un electron închis într-o mică „cutie", astfel încât să se mişte înainte şi înapoi între pereţii acestei cutii; el nu va putea efectua mişcarea respectivă cu orice viteză, adică cu orice lungime de undă, ci numai cu una care face parte dintr-o serie de lungimi de undă foarte bine determinate, care să se potrivească cu dimensiunile cutiei. Rezultă că electronul trebuie să se mişte cu o viteză care face parte dintr-o serie de viteze foarte bine definite. Energia sa cinetică trebuie, de asemenea, să facă parte dintr-o anumită serie de energii. Energiile posibile ale unui electron într-un astfel de caz sunt denumite nivele de energie. Conform teoriei ondulatorii, un electron care se mişcă într-un spaţiu limitat are deci o serie de nivele de energie foarte bine definite.

Am văzut însă în cap. 4 că un electron care oscilează înainte şi înapoi într-un spaţiu limitat ar trebui să producă radiaţie electromagnetică, adică lumină, şi că în felul acesta energia electronului ar trebui să scadă, radiaţia ducând cu sine energie. Conform mecanicii clasice, perioada undei luminoase ar trebui să fie egală cu perioada mişcării electronului în cutia sa, adică cu timpul necesar electronului pentru ;i traversa cutia înainte şi înapoi. Dacă electronul pierde energie, mişcarea lui se va încetini şi timpul în care va traversa cutia la întoarcere va fi mai mare. Rezultă că electronul în mişcarea sa va emite radiaţii de toate frecvenţele, de

la cea mai înaltă, corespunzătoare vitezei la începutul mişcării, până la o frecvenţă nulă. Pe de altă parte, în reprezentarea ondulatorie, electronul nu poate avea decât anumite energii. Dacă porneşte, de exemplu, de la o energie E_1, el trebuie în cazul pierderii de energie să piardă cel puţin acea cantitate de energie care-1 va aduce la nivelul imediat inferior E_2, iar dacă emite lumină, aceasta trebuie să ducă cu sine o energie egală cu $E_1 — E_2$. Lumina constând din cuante, cantitatea de energie pierdută de electron este egală cu energia unei cuante emise. Rezultă că $E_1 - E_2 = h\nu$, dacă ν este frecvenţa luminii emise. Cu alte cuvinte, electronul poate produce numai lumină de frecvenţă

$$\nu = \frac{E_1 - E_2}{h}$$

Acum electronul se află pe nivelul de energie E_2 şi poate pierde în continuare energie, coborând pe următorul nivel inferior E_3, ceea ce poate provoca emiterea unei lumini de frecvenţă

$$\frac{E_2 - E_3}{h}$$

Alternativ, electronul ar putea sări de pe primul nivel E_1 direct pe E_3, emiţând astfel lumină de frecvenţa mai înaltă

$$\frac{E_1 - E_3}{h}$$

Reprezentarea ondulatorie conduce astfel la consecinţa că un electron emite numai radiaţii de frecvenţe bine definite, fiecare dintre ele reprezentând diferenţa dintre energiile corespunzătoare la două nivele energetice împărţită cu h.

Invers, electronul poate câştiga energie absorbind lumina emisă de o sursă externă, dar el nu va fi capabil să absoarbă decât lumină de aceleaşi frecvenţe.

Aceste concluzii sunt în concordanţă cu ceea ce se ştia de mult despre comportarea atomilor. încă de când Fraunhofer a descoperit liniile nete din spectrul luminii solare, ceea ce arăta că din spectru lipsesc anumite frecvenţe bine definite, fizicienii au studiat apariţia unor asemenea linii în cazul emisiei sau absorbţiei luminii de către gaze. Ei au descoperit că frecvenţele acestor linii pot fi exprimate sub forma de diferenţe dintre mărimi caracteristice pentru fiecare atom. Astăzi ştim că aceste mărimi reprezintă energiile nivelelor sale împărţite la h.

O altă consecinţă importantă în cazul unui electron „închis într-

o cutie“ este următoarea: cel mai jos nivel energetic al său corespunde unei lungimi de undă finite, egală aproximativ cu dublul lungimii cutiei (deşi aceasta depinde într-o oarecare măsură de forma ei); această lungime de undă maximă corespunde, la rândul său, unei viteze minime. În momentul când electronul a atins energia corespunzătoare vitezei minime, este evident că el nu mai poate pierde energie, neputând să posede una mai mică, deci încetează de a mai pierde energie înainte de a-şi fi încetat mişcarea. Această mişcare se numeşte mişcare de zero. Este limpede că ne aflăm în faţa unui rezultat care ne pune pe calea cea bună pentru a explica de ce atomii nu pierd continuu energie până la năruirea lor.

LUNGIME DE UNDĂ VARIABILĂ

Înainte de a putea aplica toate aceste concluzii atomilor reali, trebuie să renunţăm la „cutia“ de mai sus, care a fost introdusă artificial doar în scopul de a prezenta problema în forma cea mai simplă. În ce măsură este mişcarea unui electron, supus forţei de atracţie a unui nucleu, similară mişcării într-o cutie? Prima diferenţă dintre aceste probleme este următoarea: într-o cutie, electronul se mișcă totdeauna cu aceeaşi viteză, schimbându-şi-o numai atunci când ricoşează după ciocnirea cu un perete; în cazul mişcării în jurul unui centru de atracţie însă, viteza electronului variază necontenit, fiind mai mare când electronul se află mai aproape de centru şi mai mică când el se află mai departe. în cap. l am cercetat relaţia care există între acest fapt şi legea conservării energiei. Energia totală E a electronului se compune din energia potenţială şi cea cinetică. Atunci când electronul se apropie de nucleu, energia lui potenţială scade (ca rezultat al forţei de atracţie) şi deci trebuie să crească energia sa cinetică. Fiind dată energia totală E, putem spune deci care va fi viteza electronului, prin urmare şi lungimea lui de undă în orice punct dat din spaţiu.

Când am vorbit în cap. l despre energia potenţială, am văzut că este convenabil s-o măsurăm în aşa fel, încât ea să fie zero pentru o particulă aflată la distanţă mare de centrul de atracţie. În acest caz, în apropierea centrului energia potenţială este negativă; aceasta înseamnă că trebuie să efectuăm un lucru mecanic împotriva forţei de atracţie pentru a îndepărta electronul din vecinătatea nucleului.

Deci energia totală E este compusă din energia potenţială negativă U şi energia cinetică pozitivă E_{cin} Energia totală poate fi pozitivă sau negativă, după cum una sau alta dintre cele două componente ale sale este mai mare. Să considerăm cazul când este negativă. Orbita electronului, calculată cu ajutorul mecanicii newtoniene, este atunci închisă şi limitată la imediata vecinătate a nucleului, întrucât energia cinetică nu poate fi niciodată negativă şi deci electronul nu poate ajunge într-un punct unde U este mai mare

decât *E*. Energia negativă corespunde deci unei orbite închise, ca cea a unei planete în jurul Soarelui. Rezultă că, deşi în acest caz nu avem efectiv de-a face cu o cutie, mişcarea electronului este în fapt limitată la o regiune îngustă. Singurele trăsături noi ale problemei constau în faptul că, în primul rând, dimensiunile regiunii accesibile electronului nu sunt fixate o dată pentru totdeauna, ca în cazul cutiei, ci depind de energia lui, iar în al doilea rând că nu avem de-a face cu o lungime de undă constantă, ci cu o lungime de undă variabilă de la un loc la altul.

Metoda precisă care descrie undele de lungime de undă variabilă are la bază „ecuaţii diferenţiale". Ecuaţia cu derivate parţiale, corespunzătoare undei care reprezintă un electron în apropierea unui câmp de forţe, este ecuaţia lui Schrödinger. Nu o vom scrie aici ca atare, dar vom încerca să înţelegem conţinutul său şi consecinţele ce decurg din ea.

Cea mai importantă consecinţă este că, asemenea particulei închise într-o cutie, electronului dintr-un atom îi corespund o serie de nivele energetice posibile, cel mai jos nivel având încă o energie finită, unda extinzându-se la o distanţă finită de nucleu.

Pentru a arăta cum se tratează o asemenea problemă în care intervine lungimea de undă variabilă, să considerăm cazul mai simplu al unui electron în mişcare pe o dreaptă sub influenţa unei forţe de atracţie de la un punct fix *O* de pe această dreaptă. În figura 40 *a* se arată, pentru acest caz simplu, energia potenţială a unui electron în funcţie de distanţa *x* de la punctul *O*. Energia potenţială este minimă în *O*, crescând de ambele părţi, deoarece, pentru a deplasa particula din punctul *O* în orice alt punct, trebuie efectuat un lucru mecanic împotriva forţei de atracţie. Fie *E* energia totală, reprezentată prin linia punctată din figura 40 *a*. Cu alte cuvinte, *E* este mai mare decât energia potenţială din *O*, dar mai mică decât energia potenţială la distanţă foarte mare. Dacă am considera această problemă în cadrul

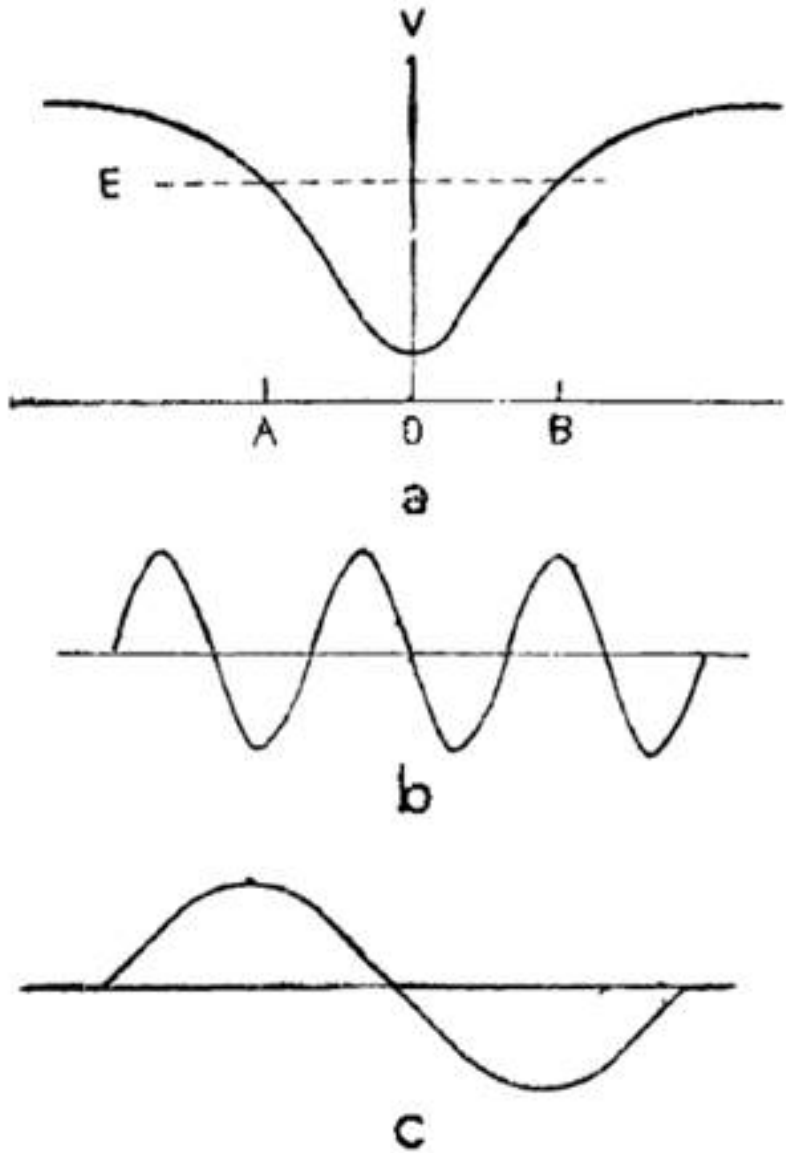


Fig. 40. Un caz simplu de forţă de atracţie: a) potenţial; b) lungime de undă mică; c) lungime de undă mare

mecanicii clasice, electronul nu s-ar putea mişca decât între punctele *A* şi *B*, deoarece în afara lor energia potenţială este mai mare decât *E*, şi, întrucât energia cinetică este egală cu diferenţa *E* — *U*, ea ar trebui să fie negativă, ceea ce este imposibil. În orice punct între *A* şi *B* putem afla energia cinetică *E* — *U* ca diferenţa de înălţime în punctul respectiv dintre linia punctată şi linia plină. Este limpede că energia cinetică creşte de la *A* la *O* şi descreşte apoi până ce ajunge la zero în punctul *B*. În teoria ondulatorie (mecanica ondulatorie) trebuie deci să ne imaginăm o undă a cărei lungime de

undă nu este constantă, ci este mai mică lângă *O*, crescând apoi treptat pe măsură ce se apropie de *A* sau *B*. Evident, trebuie să lărgim puţin noţiunea de lungime de undă. Nu mai putem considera lungimea de undă doar ca distanţa dintre două creste de undă. Generalizarea corectă se obţine dacă ţinem seama de faptul că profilul unei unde scurte (fig. 40 b) este în fiecare punct intens curbat spre axa orizontală, în timp ce profilul unei unde mai lungi (fig. 40 c), de aceeaşi elongaţie, are o curbură mai mică. O undă cu lungimea de undă infinită s-ar reprezenta printr-o linie dreaptă, fără nici o curbură. Ne aşteptăm deci ca, într-o problemă de tipul celei din fig. 40 a, electronul să fie reprezentat printr-o undă foarte curbată lângă *O*; curbura acesteia trebuie să descrească treptat atât spre *A*, cât şi spre *B*, iar curba trebuie să devină o dreaptă în *A* sau în *B*. Dincolo de aceste puncte, unde energia potenţială ar întrece-o pe cea totală (în mișcarea clasică), este de aşteptat o curbură de semn opus.

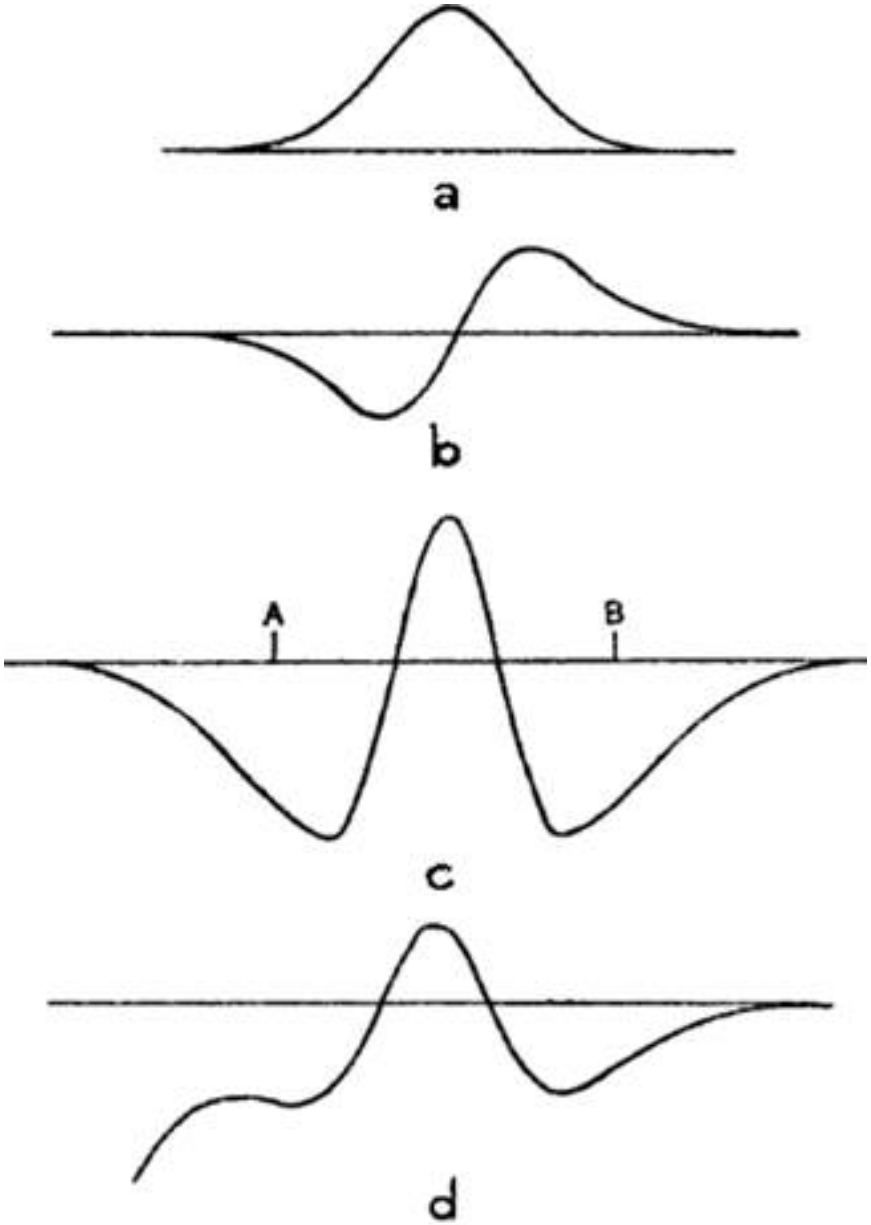


Fig. 41: a) —c) undele posibile în cazul potenţialului schiţat în fig. 40; d) un exemplu de undă nepermisă

Unda trebuie deci să arate ca în figura 41 a. Pornind de la centru, curbura scade treptat spre *A* şi *B*, iar dincolo de aceste puncte ea este inversată. În felul acesta obţinem o curbă care se apropie de axă la distanţe mari, astfel încât la asemenea distanţe unda devine neglijabilă. De aceea unda care reprezintă electronul se extinde într-o oarecare măsură dincolo de *A* şi *B*, spre o regiune care nu ar fi accesibilă electronului în cadrul mecanicii clasice.

Asupra acestui rezultat vom reveni.

Să ne imaginăm acum că în locul energiei *E* luăm o energie puţin mai mică. Punctele *A* şi *B* se mută atunci ceva mai aproape unul de altul şi în întreaga regiune dintre ele energia cinetică este mai mică; aceasta înseamnă că lungimea de undă este mai mică, adică curbura profilului undei este mai mică. Pe de altă parte, la distanţe mari, curbura cu convexitatea îndreptată spre axa *X* este mai mare. În acest caz nu se poate obţine o curbă ca cea din figura 41 a, care se apropie de axa *X* de ambele părţi. Dacă încercăm, în schimb, să construim o astfel de curbă pornind dinspre dreapta, astfel încât ea să aibă aici alura din figura 41 c, se obţine o curbă ca cea din figura 41 d, în care curba se depărtează în stânga tot mai repede de axa *X*, astfel încât unda la o distanţă mare are o elongaţie infinită, ceea ce nu reprezintă o soluţie rezonabilă pentru problema noastră.

În realitate, apariţia curbelor de tipul celei din figura 41 d nu este ceva neaşteptat dacă alegem energia la întâmplare; numai anumite nivele energetice bine precizate corespund unor curbe ca cea din figura 41 c, care are o comportare acceptabilă la ambele capete. Se poate arăta că cel mai coborât dintre aceste nivele corespunde unei unde fără noduri (fig. 41 a), care nu intersectează axa. Următoarea undă are un nod, cea care urmează după ea două noduri etc. În figura 41 a—c se arată tocmai o succesiune de asemenea unde (funcţii), care au fost de fapt obţinute rezolvând ecuaţia lui Schrödinger pentru potenţialul reprezentat în figura 40 a. Este important faptul că şi prima din ele, care corespunde nivelului energetic cel mai coborât, trebuie să aibă în mod obligatoriu o regiune în care profilul ei este curbat către axă. În această regiune, energia *E* a undei trebuie să fie neapărat mai mare decât energia potenţială; cu alte cuvinte, nivelul energetic cel mai coborât este situat în acest caz mai sus decât energia potenţială din centrul atractiv *O*.

ATOMUL DE HIDROGEN

A rezultat deci că într-un câmp de forţe atractiv unda electronică se comportă similar cu electronul „închis într-o cutie“, cu condiţia ca energia electronului să fie încă destul de mică pentru ca acesta să nu poată scăpa cu totul de atracţie. O situaţie asemănătoare se întâlneşte în cazul real al unei forţe atractive datorite unui nucleu, de exemplu unui nucleu de hidrogen (proton). Aici unda electronică acoperă o regiune din jurul protonului. Pentru a determina complet unda, trebuie să ştim poziţiile vârfurilor şi crestelor sale în întregul spaţiu, iar aceasta nu se poate face cu diagrame simple de tipul celor din figura 41. Dar, prin analogie cu cazul mai simplu, următoarele rezultate cel puţin nu vor apărea

surprinzătoare: pentru un electron care se mişcă în apropierea unui atom de hidrogen, nivelele de energie posibile sunt

$$E = -\frac{Rh}{n^2}$$

unde *h* este constanta lui Planck, *R* constanta lui Rydberg

$$\left(R = \frac{2\pi^2 e^4}{h^3}\right)$$

şi *n* poate fi egal cu 1, 2, 3 ... sau cu orice număr întreg. Nu există nici o undă pentru alte energii negative, corespunzând altor nivele.

Pentru starea fundamentală, adică pentru cel mai jos nivel energetic $n = 1$, există numai o undă, însă nivelului al doilea de energie, cu $n = 2$, îi corespund patru unde de forme diferite şi, în general, nivelului al *n*-lea îi corespund n^2 unde. Vom arăta mai târziu prin ce anume se deosebesc aceste unde între ele.

În starea fundamentală ($n = 1$), unda electronică este concentrată în jurul protonului şi descreşte în intensitate cu distanţa. Ea se întinde aproximativ pe distanţa

$$a = \frac{h^2}{4\pi m e^2}$$

Aceasta corespunde la aproximativ $\frac{1}{2} \times 10^{-8} cm$ 10^{-8}, adică dimensiunilor atomului deduse în cap. 4.

Astfel, mecanica ondulatorie duce la concluzia că electronul care se mişcă sub influenţa atracţiei unui proton are o succesiune de nivele energetice; el îşi poate modifica energia numai trecând de pe unul dintre aceste nivele pe altul şi nu poate deci câştiga sau pierde energie decât în cantităţi egale cu diferenţa dintre două asemenea nivele. Făcând legătura şi cu ceea ce ştim despre natura cuantică a luminii, aceasta implică faptul că lumina sau alte radiaţii electromagnetice emise ori absorbite de atomul de hidrogen trebuie să aibă totdeauna frecvenţa egală cu una dintre aceste diferenţe împărţită la constanta lui Planck *h*. Concluzia este în perfectă concordanţă cu experienţa. Se ştia de multă vreme că cei mai mulţi atomi. între care şi atomul de hidrogen, produc „spectre de linii“, adică, atunci când se trece printr-un spectroscop lumina emisă de hidrogenul gazos care este foarte fierbinte, instrumentul separă între ele diferitele frecvenţe şi apar linii nete. Invers, dacă se trece

lumină albă printr-un recipient care conţine atomi de hidrogen, spectrul luminos prezintă în aceleaşi locuri linii întunecate, dovedindu-se astfel că lumina cu lungimea de undă corespunzătoare acestor frecvenţe particulare a fost absorbită de către atomii de hidrogen. În cazul hidrogenului, formula de mai înainte pentru nivelele energetice dă exact poziţia liniilor.

În expunerea noastră am inversat în oarecare măsură succesiunea istorică a faptelor. Se ştia de multă vreme că frecvenţele caracteristice care apar în spectrul unui atom pot fi reprezentate ca diferenţe între o succesiune de numere. Niels Bohr a combinat acest fapt cu teoria cuantică a lui Planck asupra naturii luminii şi a văzut că el indică existenţa unor nivele de energie bine delimitate ale atomilor. Bohr a elaborat apoi regulile sale cuantice, care i-au permis să prevadă ce orbite, dintre cele calculate prin mecanica newtoniană, pot fi identificate cu nivelele de energie ale atomului de hidrogen. Nu vom studia în detaliu aceste reguli cuantice, deoarece ele implică raţionamente mal subtile şi mai complicate decât mecanica ondulatorie, care le-a luat locul mai târziu. Trebuie însă reţinut că, pornind de la aceste reguli cuantice, Bohr a putut să dea formula corectă pentru nivelele de energie ale atomului de hidrogen. Acest succes al teoriei, precum şi faptul că multe alte prevederi ale ei au fost confirmate de experienţă, a dovedit corectitudinea, în esenţă, a condiţiilor cuantice ale lui Bohr, însă din punct de vedere logic teoria nu era satisfăcătoare, deoarece condiţiile au fost impuse vechilor legi mecanice, selectându-se pur şi simplu dintre orbitele mecanice posibile pe acelea care se conformau noilor condiţii.

Astfel, cu toate că au fost menţinute unele concluzii ale vechii mecanici, noile legi au schimbat complet natura problemelor mecanicii. De exemplu, conform vechii mecanici, energia unui electron ar trebui să se modifice treptat sub influenţa unei unde luminoase. Conform regulilor lui Bohr însă, energia nu poate fi egală decât cu anumite valori bine precizate, astfel încât părea imposibil să se reprezinte cum poate să treacă un electron de pe o orbită pe alta. În ciuda acestor dificultăţi, regulile lui Bohr au fost aplicate unui mare număr de probleme şi în multe cazuri ele au dus la rezultate corecte; în alte probleme însă ele au dus la rezultate ambigue sau nu au dat nici un rezultat. Această situaţie s-a menţinut până când Louis de Broglie a împins analogia dintre lumină şi electroni atât de departe, încât a presupus că şi electronilor trebuie să le fie asociate unde; de aici el a conchis că imaginea aceasta ar trebui să ducă în anumite cazuri la unde staţionare, deci la energii sau frecvenţe discrete. Această idee a fost apoi reluată şi extinsă de către Schrödinger care a tratat complet

comportarea unor asemenea unde şi a arătat că ele duc la aceleaşi rezultate ca şi regulile cuantice ale lui Bohr în toate cazurile în care acestea din urmă au fost confirmate de experienţă. Ele au dus însă la rezultate bine conturate şi în multe alte cazuri la care regulile lui Bohr nu puteau fi aplicate direct.

Această cale s-a întâlnit cu unele idei, dezvoltate puţin mai înainte de către Heisenberg, idei care se bazau mai direct pe regulile lui Bohr şi reprezentau o încercare de a le transforma în legi mecanice generale, aplicabile acelor probleme unde teoria lui Bohr nu dăduse rezultate. S-a arătat mai târziu că ideile lui Heisenberg coincideau de fapt cu ideile lui Schrödinger; în această carte ne-am folosit însă numai de rezultatele lui Schrodinger, deoarece se pretează mai bine la o expunere nematematică.

La scurt timp după apariţia acestor teorii, ipoteza undelor electronice a fost confirmată direct. Astfel, G. P. Thompson şi, independent, Davison şi Germer au descoperit experimental difracţia electronilor, fenomen care a constituit şi în expunerea noastră punctul de plecare pentru explicarea cunoştinţelor de până aici.

PARTICULE ŞI UNDE

Ceea ce am aflat până acum despre undele electronice şi despre comportarea lor în câmpuri de forţe constituie o serie de legi bine definite, cuprinse în ecuaţia undelor a lui Schrödinger. Această ecuaţie are pentru undele electronice acelaşi rol ca ecuaţiile lui Maxwell pentru undele electromagnetice sau luminoase. Rămâne încă de lămurit paradoxul care ne-a încurcat mai înainte în cadrul acestui capitol: electronii au uneori o comportare caracteristică undelor, ca la difracţie sau în curbele de rezonanţă ascuţite ale atomului de hidrogen, iar alteori se comportă ca particule distincte, aşa cum rezultă din experienţele cu electronii în care nu apar niciodată jumătăţi de electron, ci fie un electron întreg sau mai mulţi electroni, fie nici unul. Acest fapt pune electronii într-o situaţie identică cu cea a cuantelor de lumină, despre care am aflat de asemenea că au atât natură ondulatorie, cât şi natură corpusculară. Care este legătura dintre cele două aspecte şi cum se pot împăca două moduri de comportare atât de diferite?

Pentru a înţelege mai bine fenomenele, vom considera un proces oarecare referitor la propagarea luminii. Folosim aici termenul de „lumină” pentru simplitate, dar în egală măsură ar fi putut să fie vorba despre lumină vizibilă, ca şi despre orice alt tip de radiaţie electromagnetică, de la unde radio până la radiaţii Röntgen şi gamma. De exemplu, să presupunem că lumina provine de la o sursă (o lampă sau o flacără de sodiu) plasată în *A*, cade pe o reţea de difracţie C şi este înregistrată pe o placă fotografică *P* (fig. 42).

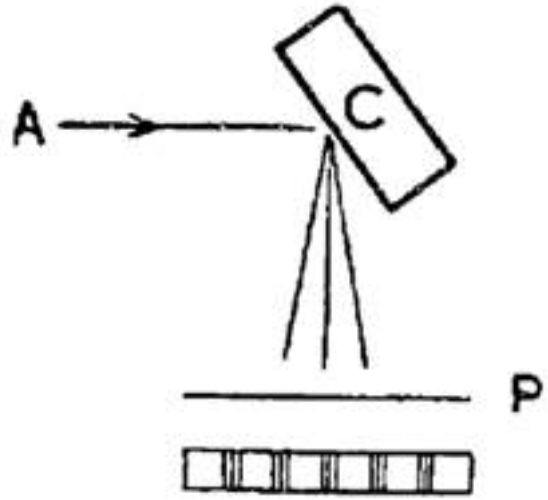


Fig. 42. Difracţie

Dacă lungimea de undă este aleasă în mod adecvat, pe placă va trebui să găsim franje întunecate şi luminoase, aşa cum am văzut în cap. 3; acestea sunt schiţate în figură sub *P*.

În cap. 2 şi 3 am arătat cum se obţin asemenea imagini de difracţie pornind de la legile undelor electromagnetice. Placa fotografică este sensibilă la acţiunea câmpului electric, şi liniile negre, formate acolo unde placa a fost afectată de lumină, reprezintă locurile unde câmpul electric este intens. Înnegrirea plăcii (ca şi în cazul intensităţii luminii percepute de ochiul nostru) este proporţională cu pătratul intensităţii câmpului electric *E*, care este de asemenea o măsură a densităţii de energie electrică (vezi cap. 2).

Din teoria cuantică ştim însă că unda luminoasă constă din cuante de lumină; prin urmare, înnegrirea plăcii este rezultatul acţiunii unui mare număr de fotoni. Putem fi siguri că aceşti fotoni nu se influenţează între ei în timpul zborului, ceea ce se poate arăta uşor. Astfel, în vecinătatea unei surse de lumină de intensitate moderată, numărul de cuante care străbat într-un moment dat un volum determinat nu este prea mare (la distanţa de un metru de o sursă de lumină de un watt, în fiecare centimetru cub se găsesc numai 1.000 de fotoni). Deci distanţele dintre aceşti fotoni trebuie să fie, în medie, foarte mari (la scară atomică). Concluzia este în concordanţă cu ceea ce se observă experimental, şi anume imaginea de difracţie nu se modifică dacă scade intensitatea luminii, cu condiţia să expunem placa fotografică un timp mai lung. Ce s-ar vedea dacă sursa de lumină ar fi atât de slabă încât să putem înregistra trecerea fiecărui foton în parte. Unui singur foton i-ar

corespunde pe placă un punct negru, iar dacă repetăm experienţa de un număr mai mare de ori, toate punctele negre obţinute se vor combina, astfel încât la un loc să formeze imaginea de difracţie prevăzută de teoria ondulatorie. Putem face analogie cu un ţintaş care trage într-o ţintă depărtată. Fiecare împuşcătură lasă un mic semn pe ţintă. Semnele nu apar toate în acelaşi loc, datorită erorilor în ochire, impreciziilor armei, încărcăturii şi a efectului vântului asupra glontelui. În cazul unei singure împuşcături nu putem prevedea exact unde va nimeri glontele; ştim însă că mai multe împuşcături vor da o imagine, care, dacă ţintaşul este priceput, va fi mai densă în jurul centrului şi cu numai câteva semne pe marginea ţintei. Spunem, aşadar, că fiecare împuşcătură are o probabilitate mare de a nimeri în apropierea centrului.

Analog putem raţiona pentru un singur foton: imaginea de difracţie reprezintă probabilitatea ca el să producă un punct negru într-un anumit loc de pe placa fotografică. întrucât ştim că înnegrirea plăcii fotografice depinde de pătratul intensităţii câmpului electric, se impune concluzia că pătratul intensităţii câmpului electric al undei luminoase în fiecare punct determină probabilitatea unui foton de a acţiona în punctul respectiv asupra plăcii fotografice; această concluzie ne ajută să stabilim legătura dintre descrierea ondulatorie şi cea corpusculară.

Nu este nimic nou şi uimitor în faptul că la studierea propagării fotonilor avem de-a face cu probabilităţi. Aşa cum în cazul tragerii cu puşca nu este practic posibil să controlăm ochirea sau să studiem cu suficientă precizie sursele de erori pentru a cunoaşte în prealabil rezultatul precis, tot aşa nu putem spera să urmărim niciodată în practică comportarea unui singur foton cu precizie absolută.

Există însă şi ceva surprinzător în acest mod de a privi difracţia. Când am studiat difracţia în cap. 3, am văzut că pentru a obţine o undă difuzată pe numeroasele linii ale unei reţele de difracţie trebuie să compunem câmpurile undelor difuzate pe fiecare linie. Dacă acestea acţionau în sensuri diferite, ele se puteau anula reciproc, şi acest fapt era esenţial pentru formarea franjelor de interferenţă. Cu alte cuvinte, dacă câmpul electric al undei difuzate pe o linie este într-un loc dat E_1 şi cel al undei difuzate pe o altă linie este E_2, câmpul total este $E_1 + E_2$. Energia electrică a undei combinate este deci $(E_1 + E_2)^2$, adică $E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2$, deci cu totul diferită de cea care s-ar obţine dacă am aduna efectele undelor separate, ceea ce ar da $E_1^2 + E_2^2$. Într-un punct situat între două franje de interferenţă, E_1 şi E_2 pot fi, fiecare în parte, foarte mari, dar una este pozitivă şi cealaltă negativă, astfel încât se anulează reciproc.

Această posibilitate de „stingere“reciprocă a undelor prin interferenţă nu are echivalent în mecanica clasică. Dacă un glonte tras dintr-o puşcă poate lovi ţinta în două moduri, fie direct, fie ricoşând pe o stâncă, numărul gloanţelor care lovesc o porţiune dată a ţintei poate fi obţinut observând câte ajung acolo pe cale directă (chiar dacă stânca nu ar exista) şi adăugând numărul celor care ajung ricoşând de stâncă (chiar dacă linia directă ar fi blocată). Ar fi absurd să credem că se poate reduce vreodată numărul gloanţelor care lovesc o porţiune dată a ţintei, făcând ambele căi accesibile simultan. Totuşi, atunci când se formează o imagine de interferenţă, chiar acest lucru se întâmplă.

Nou şi neobişnuit în teoria cuantică este deci faptul că probabilitatea apare direct în legile fundamentale şi nu numai datorită faptului că nu cunoaştem detaliile mecanice; probabilităţile individuale ale diferitelor evenimente nu se adună totdeauna simplu, aşa cum suntem obişnuiţi.

În cazul electroni lor există aceeaşi legătură între descrierea ondulatorie şi cea corpusculară ca și la fotoni. Electronul nu este divizibil și dacă îl observăm, îl găsim totdeauna într-un punct oarecare, dar nu putem preciza dinainte unde anume se va găsi. Tot ce putem afla din studierea undelor electronice este probabilitatea de a găsi electronul într-un loc dat. Deoarece imaginea de difracţie pe care o observăm la difracţia electronilor este întru totul similară celei obţinute la difracţia luminii sau a radiaţiilor Röntgen, probabilitatea trebuie să fie dată şi aici de pătratul unei mărimi, care poate fi pozitivă sau negativă, pentru a face posibilă interferenţa. Această mărime, care joacă în cazul electronilor rolul îndeplinit de câmpul electric san magnetic pentru fotoni, se numeşte amplitudine a undei (sau, pentru a folosi un termen mai matematic, funcţie de undă) şi este de obicei notată cu litera grecească ˆ (psi). Tocmai această amplitudine am reprezentat-o în figurile 40 şi 41. Probabilitatea ca electronul să se găsească într-un punct oarecare din spaţiu este, aşadar, egală cu pătratul amplitudinii undei în punctul respectiv. De exemplu, în cazul electronului care se mişcă în câmpul de forţe atractiv din figura 40, probabilitatea maximă este ca el să se găsească în apropierea centrului dacă energia sa corespunde celui mai jos nivel energetic, cum este cazul în figura 41 a. Dacă electronul se află pe al doilea nivel energetic, corespunzător figurii 41 b, este improbabil ca el să se găsească tocmai în centru (unde amplitudinea undei trece prin valoarea zero), dar este probabil să se găsească la o mică distanţă de o parte sau de alta a centrului etc.

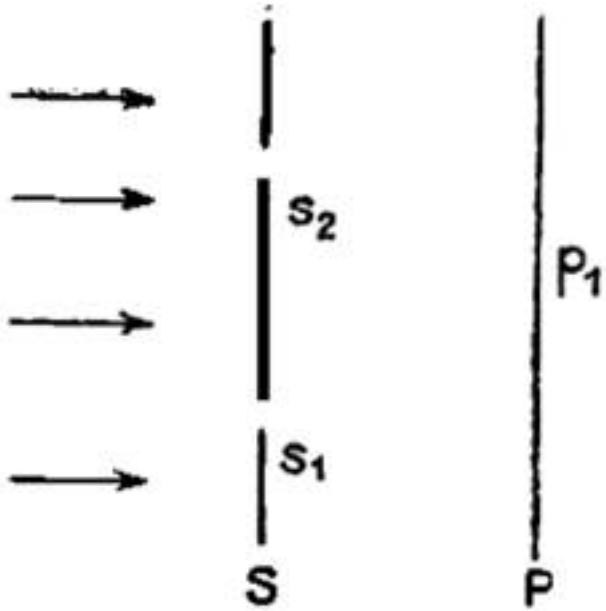


Fig. 43. Interferenţa prin două fante

Faptul că probabilitatea intră în legile fundamentale nu datorită lipsei noastre de cunoaştere a detaliilor, ci datorită caracterului statistic al fenomenelor, este ilustrat prin studiul unui caz simplu de interferenţă (fig. 43).

Un fascicul de electroni cade pe un ecran în care sunt practicate două fante S_1 şi S_2. Ecranul este impenetrant pentru electroni. În spatele lui este aşezată o placă fotografică P, pe care se observă din nou o imagine de difracţie, datorită interferenţei undelor care au trecut prin cele două fante. Să considerăm un punct p_1 de pe placă, unde există un minimum de difracţie, adică nu se găseşte nici un electron. Dacă ar fi permisă folosirea mecanicii clasice, am raţiona că pentru a ajunge la placă electronul trebuie să treacă sau prin fanta s_1, sau prin fanta s_2 şi că, dacă am închide de exemplu fanta s_1, am opri electronii care urmau să treacă prin ea, dar acest fapt nu ar afecta pe cei care trec prin s_2 Să ne imaginăm deci că facem experienţa noastră mai întâi cu s_1 închis şi s_2 deschis şi apoi din nou cu acelaşi fascicul de electroni, dar cu s_1 deschis şi s_2 închis. Conform ideilor curente din mecanica clasică, ar trebui să obţinem aceleaşi rezultate ca şi atunci când am face experienţa o singură dată cu ambele fante deschise. În realitate, rezultatele obţinute sunt diferite. Dacă este deschisă o fantă, indiferent care anume, electronii pot ajunge la punctul p_1 de pe placă; în fiecare experienţă separată, placa fotografică este înnegrită în p_1 Dar cu ambele fante deschise nu se înregistrează nici un electron în acest punct. Aceasta arată limpede că nu putem explica caracterul probabilistic al teoriei cuantice aplicând legile probabilităţii unui tip obişnuit de mişcare

mecanică. Constatarea că probabilitatea totală ca un electron să ajungă în p_1 atunci când ambele fante sunt deschise este egală cu zero constituie unul dintre faptele fundamentale caracteristice noii situaţii.

Până aici cititorul a observat, poate, că, dacă prin închiderea unei fante se strică imaginea noastră de difracţie, atunci am putea încerca să acţionăm în alt mod. Ar putea exista alte mijloace pentru a afla dacă electronul a trecut prin una sau alta din fante fără să afectăm mişcarea lui. Dacă am dispune de un microscop suficient de puternic, am putea urmări trecerea electronului prin una din fante şi prin care anume din ele. Ne-ar surprinde dacă am constata că soarta tuturor electronilor care au trecut prin fanta s_1 a fost influenţată de prezenţa sau de absenţa celeilalte fante.

O asemenea experienţă este însă uşor de efectuat la scara vieţii de toate zilele; la dimensiuni atomice este greu, şi nu numai din motive tehnice, ci din motive principiale. Când am vorbit despre lumină, am arătat că, datorită naturii ei ondulatorii, putem vedea în mod obişnuit un obiect numai atunci când putem considera lungimea de undă a luminii ca fiind neglijabil de mică; dacă am avea la dispoziţie un microscop cu grosismentul astfel încât să facă vizibile obiecte mai mici decât lungimea de undă a luminii, acestea ar apărea, datorită efectelor de difracţie, ca mici picături de mărimea lungimii de undă. Înseamnă că pentru scopul nostru ar trebui să alegem „lumină" cu lungimea de undă mai mică decât distanţa dintre fantele s_1 şi s_2 pentru a distinge astfel electronii care trec printr-o fantă de cei care trec prin cealaltă. Dar această distanţă trebuie şi ea să fie comparabilă cu lungimea de undă a electronului pentru a putea obţine efectele de difracţie de care vorbim; dar, pentru viteze ale electronilor interesante din punct de vedere practic, acestea ar însemna „să vedem" electronii cu ajutorul radiaţiilor Röntgen sau gamma. Însă în domeniul radiaţiilor Röntgen şi gamma devine importantă natura cuantică a luminii. Se ştie că putem vedea un obiect numai dacă lumina a fost deviată de el şi trimisă spre ochiul nostru sau spre un instrument oarecare; în cazul electronului ar trebui ca cel puţin o cuantă de lumină să fi fost deviată de electron. Dar, când se va ciocni cu un foton, electronul însuşi va fi deviat, adică viteza sa se va modifica datorită efectului Compton, deci şi lungimea sa de undă se va modifica suficient de mult pentru a distruge efectul de difracţie. Am considerat aici numai una dintre încercările posibile pe care le-am putea face pentru a descoperi prin care fantă trece electronul. S-ar putea discuta şi alte încercări, dar în toate asemenea experienţe apar efecte cuantice de tip similar şi rezultatul este acelaşi: nu putem decide prin care fantă trece electronul fără să perturbăm

mişcarea sa şi, prin aceasta, să distrugem imaginea de difracţie de pe placa fotografică.

Cele spuse se pot rezuma astfel: pentru a obţine o imagine de difracţie, este esenţial să nu perturbăm electronul; deci nu suntem în stare să stabilim prin care din cele două fante a trecut.

În mecanica clasica am fi putut raţiona în modul următor: dacă electronul trece prin s_1, putem calcula traiectoriile sale posibile. Dacă trece prin s_2, obţinem alte mişcări posibile. Pentru a obţine rezultatul complet trebuie sa adăugăm la înnegrirea plăcii fotografice produse de electronii care trec printr-una din fante înnegrirea produsă de ceilalţi electroni. În mecanica ondulatorie acest raţionament dă greş, deoarece aici este absolut esenţial să nu se fi efectuat nici o experienţă în vederea stabilirii fantei prin care a trecut electronul. Problema prin care fantă anume a trecut electronul este deci una la care nu se poate da răspunsul prin nici o experienţă fizică reală.

Nu este uşor să ne obişnuim cu raţionamente de acest tip, deoarece ele sunt foarte depărtate de tot ceea ce am putea întâlni în experienţa noastră de zi cu zi atunci când urmărim mişcarea obiectelor la scară macroscopică, obiecte pe care le putem vedea sau simţi direct. De exemplu, când urmărim un meci de tenis, putem vedea mingea de tenis cum descrie un arc prin aer. Când vedem pe cineva trăgând cu puşca într-o ţintă nu putem vedea glontele, dar suntem totuşi obişnuiţi să considerăm traiectoria sa ca descriind un arc similar (însă mult mai puţin curbat), cu o viteză mult mai mare; deoarece un aparat fotografic rapid poate confirma aceasta, suntem îndreptăţiţi în acest caz să extindem imaginea de la mingea de tenis vizibilă la glontele invizibil. Tendinţa noastră este să generalizăm aceste concluzii pentru toate obiectele, deşi aceasta ar însemna să aplicăm datele experienţei de la scara macroscopică mişcărilor care se petrec la o scară de multe milioane de ori mai mică si unor obiecte a căror masă este de 10^{27} ori mai mică decât a unui glonte. Nu trebuie să ne mirăm dacă într-un domeniu atât de depărtat de experienţa noastră practică vom întâlni pe alocuri situaţii noi.

PRINCIPIUL DE NEDETERMINARE

Aceasta a fost prima problemă care a dat naştere consideraţiilor exprimate prin ,,*principiul de nedeterminare*", formulat de Heisenberg şi dezvoltat mai departe de către Bohr. Acest principiu spune că *există o limită în precizia cu care putem studia mişcarea unui obiect mic*. Este posibil să stabilim unde anume este situat obiectul la un moment dat. Să presupunem că efectuăm o experienţă care permite localizarea obiectului în limitele unei distanţe *d*. În principiu am putea micşora oricât de mult dorim pe *d*, adică localizăm particula

cu o precizie oricât de mare, folosind un „microscop" care operează cu unde de „lumină" de lungime de undă suficient de mică. Dar, făcând aceasta, trebuie în mod necesar să expunem obiectul ciocnirii cu cuantele de lumină, ceea ce va modifica impulsul său cu o mărime *h/d*, unde *h* este constanta lui Planck. Această perturbaţie este cu atât mai mare, cu cât este mai mică distanţa *d*. Rezultă că, chiar dacă la început am cunoscut cu precizie impulsul particulei, el va fi acum cunoscut doar cu o precizie până la *h/d* şi (dacă relativitatea nu joacă nici un rol esenţial) viteza doar cu o precizie până la *h/md*, unde *m* este masa. Invers, dacă ştim iniţial unde este localizată particula şi efectuăm o experienţă care să ne indice cu mare precizie viteza sa, aceasta va implica în mod necesar o asemenea perturbare în mişcarea ei, încât la sfârşitul experienţei poziţia particulei va fi afectată de o nedeterminare corespunzătoare.

Principiul de nedeterminare spune că în general este imposibil să cunoaştem în acelaşi timp poziţia unui obiect în limitele unei distanţe *d* şi impulsul său cu o eroare mai mică decât *h/d*.

Principiul de nedeterminare limitează posibilitatea noastră de a cunoaşte starea de mişcare a unei particule cu exact acea cantitate de informaţie care poate fi exprimată cu ajutorul terminologiei mecanicii cuantice. Discuţia asupra pachetelor de unde de la sfârşitul cap.3 este aici edificatoare. Un pachet de unde ca cel schiţat în figura 24 a ocupă o regiune limitată în spaţiu; deoarece pătratul amplitudinii undei ne dă probabilitatea, înseamnă că în mod sigur particula se găseşte într-o mică regiune de întindere *l*. În acelaşi timp, pachetul de unde este un amestec de unde de diferite lungimi de undă, corespunzând unor viteze diferite ale particulei, astfel încât ştim că impulsul particulei este cuprins în t re $\frac{h}{\lambda_1}$ si $\frac{h}{\lambda_2}$, unde $\lambda_1 \; şi \; \lambda_{21}$ sunt respectiv lungimea de undă cea mai mică şi cea mai mare. Am văzut în cap. 3 că un astfel de pachet de unde poate fi construit numai dacă

$$l\left(\frac{1}{\lambda_1}-\frac{1}{\lambda_2}\right)$$

are o valoare cel puţin de ordinul unităţii.

Ţinând seama de faptul că $\frac{h}{\lambda}$ reprezintă impulsul, se vede imediat că această relaţie este echivalentă cu principiul de nedeterminare.

De aici rezultă că o orbită riguros definită a unei particule, de

exemplu a unui electron, nu poate avea niciodată o realitate fizică. Dacă am încerca să observăm poziţia electronului cu precizie absolută, ar rezulta o nedeterminare completă asupra impulsului său, deci şi o nedeterminare completă a locului unde se va afla în momentul următor sau chiar a direcţiei în care se mişcă. Aceasta trebuie să se aplice în principiu oricărui obiect, chiar şi unei mingi de tenis, dar, desigur, nu încercăm niciodată să localizăm o minge de tenis cu o asemenea precizie absolută. Chiar dacă am cunoaşte poziţia sa, de exemplu, până la o milionime de centimetru (ceea ce nu vom izbuti niciodată) şi viteza sa până la o milionime de centimetru pe secundă (ceea ce este de asemenea irealizabil practic), precizia combinată încă ar lăsa o margine enormă până la cea impusă de principiul de nedeterminare. În cazul mingii putem vorbi deci fără nici un fel de ambiguitate despre o orbită. Situaţia este însă diferită pentru o particulă atât de ușoară ca electronul și în limitele dimensiunilor atomice. Dacă localizăm un electron în limitele unui atom, adică pe distanţa de aproximativ 10^{-8}cm, nedeterminarea corespunzătoare în viteza lui este de aproximativ 10^8 cm/s, adică tocmai de ordinul de mărime al vitezei obișnuite a unui electron de pe o orbită din atom. Dacă fixăm, chiar aproximativ, un punct al unei orbite electronice, perturbaţia mişcării este suficient de mare pentru a modifica în mod apreciabil orbita. Se poate demonstra că, pentru a distinge prin poziţie şi viteză două orbite care ar avea energiile a două nivele de energie învecinate ale atomului, ar fi necesară o precizie pe care principiul de nedeterminare nu o permite. Acest fapt prezintă interes deoarece înlătură dificultatea pe care am întâlnit-o atunci când am încercat să înţelegem cum poate trece electronul, la absorbţia sau la emisia luminii, dintr-o stare cuantică în alta și cum trebuie să ne reprezentăm mişcarea lui în acest interval de timp. Acum putem răspunde la această întrebare. Ne reprezentăm această mişcare oricum dorim, dar o asemenea reprezentare ar fi o speculaţie sterilă, deoarece nu există nici o modalitate de a observa detaliile mişcării într-un asemenea interval. Orice observaţie experimentală asupra orbitei, care ar fi suficient de precisă încât să distingă un nivel cuantic de cel imediat următor, ar influenţa în mod drastic procesul însuşi.

Vedem deci că contradicţiile care ne-au încurcat atunci rând am încercat să împăcăm aspectul corpuscular şi cel ondulatoriu ale luminii şi substanţei apar ori de câte ori ne punem întrebări al căror răspuns nu ni-l poate oferi nici o observaţie experimentală care să nu contravină ea însăşi teoriei cuantice. Dificultăţile s-ar menţine dacă am insista să punem întrebări cum ar fi, de exemplu, dacă la difracţia electronilor (fig. 43) electronii au trecut „într-adevăr“ prin

una sau cealaltă din fante. Convingerea că o asemenea întrebare trebuie să aibă în mod necesar un răspuns provine din experienţa noastră asupra obiectelor mult mai mari, a căror mişcare o putem urmări vizual sau prin alte mijloace, fără a o perturba. Pentru ca legile teoriei cuantice să poată fi consistente, este important să acceptăm faptul că o asemenea întrebare nu poate avea un răspuns obiectiv, întocmai cum în relativitate am văzut că nu poate exista răspuns obiectiv la întrebarea: care anume din două evenimente ce au avut loc la o oarecare distanţă între ele s-a petrecut mai întâi?

Una dintre consecinţele principiului de nedeterminare este că el schimbă concepţiile noastre asupra legii cauzalităţii. Prin cauzalitate se înţelege în fizică de obicei afirmaţia că legile fizicii determină complet existenţa unui sistem fizic, cu condiţia ca toată informaţia aferentă să fie cunoscută la un moment de timp dat. Aşa cum am văzut în cap .1, aceasta se aplică cu siguranţă oricărui sistem mecanic pur. Dacă în sistemul solar, de exemplu, observăm într-o zi oarecare cu precizie absolută poziţiile şi vitezele tuturor planetelor în raport cu Soarele, putem calcula mişcarea lor completă în orice moment ulterior sau anterior. Într-adevăr, în acest exemplu, astronomii, deşi nu ating o precizie absolută, pot calcula poziţiile planetelor pe perioade foarte lungi. Acelaşi lucru este valabil şi pentru legile electricităţii. Să presupunem că la un moment dat cunoaştem cu precizie starea câmpului electromagnetic şi mişcarea tuturor sarcinilor cuprinse în el; legile lui Maxwell, expuse în cap. 2, ne vor permite atunci să vedem evoluţia sa viitoare. Teoria cuantică nu neagă afirmaţia că am putea afla comportarea în orice moment q atomilor sau a oricăror altor sisteme mecanice dacă am dispune de toată informaţia corespunzătoare unui moment dat, dar ea arată că această afirmaţie este lipsită de sens, deoarece condiţia pe care o implică nu poate fi niciodată satisfăcută: nu putem niciodată cunoaşte starea unui sistem cu o precizie mai mare decât cea permisă de principiul de nedeterminare.

Aceasta nu înseamnă câtuşi de puţin că în teoria cuantică legile fizicii ar fi devenit mai puţin sigure sau mai puţin absolute, ci numai că informaţia la care se referă legile este de natură diferită. într-unele cazuri ele însă permit să se prevadă cu certitudine unele observaţii asupra particulelor individuale. Aceasta se întâmplă totdeauna atunci când avem de-a face cu o lege de conservare. De exemplu, dacă un sistem mecanic este izolat şi pus în condiţii care îl împiedică să interacţioneze cu alte sisteme sau să emită radiaţii, energia sa rămâne constantă. Dacă deci observăm energia sa la un moment dat şi constatăm că ea se află pe unul dintre nivelele energetice posibile şi apoi o măsurăm într-un moment ulterior,

putem fi siguri că o vom găsi pe acelaşi nivel. Dar, în general, avem de-a face numai cu probabilităţi, şi astfel o undă electronică ne dă probabilitatea de a găsi electronul în orice loc al spaţiului. Totuşi, şi aceasta este o afirmaţie precisă, deoarece putem reproduce de multe ori starea electronului şi, dacă observăm de fiecare dată poziţia lui şi înregistrăm rezultatele, numărul de ori în care electronul a fost găsit în diferite locuri va corespunde exact, după o serie lungă de observaţii, cu cel prezis de unda electronică. Pentru a verifica legile teoriei cuantice este necesar să efectuăm nu una, ci multe observaţii, şi în acest sens legile sunt similare cu cele ale teoriei cinetice a căldurii, deşi din raţiuni diferite.

În principiu, legile teoriei cuantice se pot aplica tuturor obiectelor, oricât de grele ar fi ele, dar, aşa cum s-a mai arătat, corecţiile la mecanica newtoniană sunt cu totul neimportante atunci când avem de-a face cu obiecte mari. Aceasta se poate exprima spunând că putem avea un pachet de unde suficient de mic pentru ca dimensiunile sale să fie neglijabile şi care, totuşi, este constituit din unde de lungimi de undă suficient de apropiate una de alta pentru ca el să se mişte cu viteză uniformă fără să se împrăştie. Am văzut în cap. 3 că în cazul undelor de lumină, atunci când avem de-a face cu dimensiuni mult mai mari decât lungimea de undă, ne putem imagina fasciculele şi semnalele luminoase ca parcurgând traiectorii bine definite, şi că acest mod de a trata lumina face obiectul aşa-numitei optici geometrice. Iată deci că mecanica clasică se află în acelaşi raport faţă de mecanica ondulatorie ca optica geometrică faţă de optica ondulatorie. Din cauza acestei analogii s-a crezut de fapt la un moment dat că undele electronice pot fi considerate ca ceva palpabil fizic şi că deci un electron ar fi exact acelaşi lucru cu un pachet de unde. Totuşi, dacă ne gândim mai bine, ne dăm seama că lucrurile nu pot sta astfel. În condiţiile în care este aplicabilă optica geometrică, pachetele de undă se mişcă ca mici particule pe orbite sau pe traiectorii bine definite. Dar faptul că ele au o întindere finită, oricât de mică ar fi aceasta, şi că conţin o gamă de lungimi de undă, oricât de puţin diferite între ele ar fi acestea, duce în mod implicit la situaţia când, dacă aşteptăm suficient de mult, un asemenea pachet de unde se va împrăştia; deci, dacă o particulă materială (de exemplu un electron) ar consta într-adevăr dintr-un asemenea pachet de unde îngust, după un timp oarecare undele s-ar împrăştia. Am putea realiza atunci o experienţă în care să putem separa o jumătate de electron de cealaltă, ceea ce este în totală contradicţie cu comportarea reală a electronilor. Suntem deci obligaţi să ne fixăm la punctul de vedere că undele determină doar probabilităţi, şi astfel împrăştierea unui pachet de unde nu înseamnă că electronul s-a împrăştiat, ci

numai că informaţiile de care dispunem asupra localizării lui au devenit mai nesigure. Faptul că după un timp mai lung se ajunge la această situaţie nu trebuie să ne mire, deoarece există în mod necesar o oarecare nesiguranţă asupra poziţiei şi vitezei iniţiale a electronului.

Până acum am discutat principiul de nedeterminare numai în legătură cu măsurările posibile ale poziţiei şi vitezei unei particule. Acestea nu sunt singurele observaţii pe care le putem efectua. Există altele care furnizează informaţii cu privire la mişcare. O observaţie importantă o constituie măsurarea energiei unei particule care se mişcă într-un câmp de forţe cunoscut, de exemplu a electronului din atomul de hidrogen. În mecanica clasică ne putem imagina că am observat poziţia şi viteza particulei şi că apoi calculăm din prima energia potenţială şi din a doua energia cinetică, iar după aceea le-am adunat. În mecanica cuantică ştim că aceasta nu va duce niciodată la un rezultat precis pentru energie, deoarece în mod necesar sau cunoaşterea poziţiei, sau cea a vitezei, sau ambele trebuie să fie imprecise. Totuşi, putem afla energia şi în mod direct. De exemplu, întrucât cunoaştem nivelele de energie din atomul de hidrogen şi frecvenţa radiaţiei emise la tranziţia de pe un nivel pe celălalt, putem studia atomul care tocmai a emis un foton corespunzător diferenţei de energie dintre nivelul cu $n = 2$ şi cel cu $n = 1$, adică dintre primul nivel excitat şi nivelul fundamental. Putem observa fotonul după ce l-am făcut să treacă printr-o prismă, astfel încât să-i cunoaştem lungimea de undă şi frecvenţa. Ştim, prin urmare, că atomul a efectuat tranziţia din prima sa stare excitată în starea fundamentală, şi deci, dacă ne aranjăm astfel încât să-1 protejăm de alte influenţe perturbatoare, el se va afla acum cu certitudine pe nivelul său fundamental, a cărui energie este cunoscută.

Şi în asemenea situaţii principiul de nedeterminare impune o limitare în sensul ca produsul εt trebuie să fie mai mare decât constanta lui Planck *h*; aici ε este limita erorii în cunoaşterea energiei, iar *t* este un timp a cărui semnificaţie urmează s-o explicăm. Se afirmă uneori că în această regulă *t* măsoară imprecizia în cunoaşterea momentului la care se referă observaţia. Cu alte cuvinte, ideea ar fi următoarea: ştim că într-un moment oarecare particula avea o anumită energie, dar nu ştim când anume era acest moment, şi nedeterminarea va fi cu atât mai mare, cu cât energia este dată cu precizie mai mare. Totuşi, această interpretare nu este cea corectă, după cum se poate vedea imediat din exemplul atomului de hidrogen în starea sa fundamentală. Aici am aflat

energia cu precizie, adică eroarea posibilă ε este extrem de mică, şi totuşi, din moment ce atomul rămâne în această stare atât timp cât nu există nici o influenţă perturbatoare, putem alege orice moment ulterior dorim şi să spunem că în acest moment energia este cunoscută.

De fapt există două moduri corecte de a interpreta această regulă. Prima este următoarea: dacă energia particulei (sau a atomului) variază sub influenţa unor factori externi sau prin emisie de radiaţie, şi dacă energia sa rămâne constantă numai un timp *t*, atunci energia este determinată în acest caz cu o precizie până la ε, astfel încât εt să fie mai mare decât *h*. Sub această formă, regula se poate aplica atomului de hidrogen. Energia stării fundamentale este determinată exact, deoarece, atunci când atomul nu este perturbat, el îşi păstrează aceeaşi energie un timp nelimitat. Dar în orice stare excitată atomul are posibilitatea să emită lumină şi deci nu va rămâne într-o asemenea stare decât un interval de timp limitat. Nu putem prevedea cu precizie durata acestui interval, deoarece aici intervin din nou legile probabilităţii, dar, în medie, timpul este cunoscut. Energia oricărei stări excitate sau a oricărui nivel din atom, altul decât cel fundamental, nu este deci stabilită cu precizie, ci este afectată de o imprecizie de aproximativ , unde *t* este viaţa medie a stării excitate, sau timpul după care, în medie, se va emite o cuantă de lumină.

Deoarece energia cuantei de lumină trebuie să fie egală cu diferenţa dintre energiile atomului înainte şi după emisie, şi ea trebuie să fie afectată de o imprecizie şi deci lumina observată într-un spectrograf nu va fi strict monocromatică, ci va avea o împrăştiere de frecvenţe într-un mic interval. Că această afirmaţie este corectă rezultă dintr-un argument simplu. Să presupunem că avem un mare număr de atomi de hidrogen cărora le aplicăm o perturbaţie, de exemplu provocăm o descărcare electrică intensă prin hidrogen gazos, descărcare ce va excita un mare număr de atomi până la prima stare excitată; gazul devine luminescent, adică emite lumină. Totuşi, această lumină durează numai un timp scurt, deoarece după un timp *t* cei mai mulţi atomi vor cădea în starea lor fundamentală şi vor înceta să radieze. Lumina pe care o observăm este deci un pachet de unde de durată limitată, ca în figura 24. Am văzut în cap. 3 că un asemenea pachet de unde se compune din unde cu o anumită împrăştiere a lungimilor de undă sau a frecvenţelor, iar această împrăştiere a frecvenţelor este tocmai *1/t*, *t* fiind durata. Aceasta dă tocmai împrăştierea corectă pentru energiile fotonilor corespunzători. Liniile spectrale au în realitate

totdeauna o lărgime finită. Într-o experienţă ideală în care se evită orice influenţe perturbatoare, s-ar observa o „lărgime naturală", având exact mărimea prevăzută de consideraţiile de mai sus.

Regula conform căreia εt nu poate fi mai mic decât *h* poate fi interpretată şi în alt mod. Să considerăm un electron care se mişcă într-un atom de hidrogen pe o orbită foarte mare, astfel încât să-l putem descrie cu ajutorul unui pachet de unde de întindere mică în raport cu raza orbitei, dar având totuşi un interval de viteze suficient de mic pentru ca întregul pachet să se deplaseze pe o orbită fără a se împrăştia imediat. Şi în acest caz se confirmă că, dacă cunoaştem energia cu o eroare posibilă ε, pachetul de unde trebuie să se extindă cel puţin pe o distanţă *vt*, unde *v* este viteza centrului pachetului de unde. Cu alte cuvinte, momentul în care electronul va trece prin orice punct dat de pe orbita sa este în acest caz afectat de nedeterminarea *t*, şi εt trebuie să fie din nou egal cel puţin cu *h*. Pentru o orbită mare, timpul de revoluţie, adică timpul necesar în mecanica clasică pentru ca electronul să se întoarcă la punctul său de plecare, este de asemenea egal cu perioada undei luminoase care ar fi emisă de un asemenea electron. Deoarece pentru orbite foarte mari legile cuantice devin identice cu concluziile fizicii clasice (aceasta constituie „principiul de corespondenţă", care a avut o mare importanţă istorică în dezvoltarea legilor cuantice), şi aici frecvenţa luminii emise va fi egală cu *1/t*, iar energia cuantei de lumină *h/t*. Diferenţa de energie dintre nivelele de energie imediat vecine, egală cu energia cuantei de lumină emise la o tranziţie între aceste nivele, este deci aproximativ egală cu *h/t*, unde *t* este perioada de revoluţie. Rezultă că poziţia electronului pe orbita sa trebuie să fie complet necunoscută dacă energia este cunoscută suficient de bine pentru a putea distinge un nivel de energie de celălalt. Aceasta arată din nou că nu trebuie să încercăm să descriem tranziţiile electronului de pe o orbită pe cea următoare prin legile mecanicii clasice.

Să rezumăm rezultatele la care am ajuns în acest capitol. Am văzut că atât cuantele de lumină, cât şi electronii trebuie consideraţi ca particule, dar că nu putem urmări mişcarea sau comportarea acestor particule de la un punct la altul, aşa cum eram obişnuiţi din capitolele precedente. Comportarea lor este descrisă de unde, din amplitudinile cărora putem deduce probabilităţile rezultatelor obţinute la diferite observaţii asupra acestor particule. Astfel constatăm că nu există contradicţie între proprietăţile corpusculare şi cele ondulatorii ale luminii sau ale substanţei, pentru ambele tipuri de proprietăţi existând dovezi directe simple;

totodată am văzut că natura ondulatorie a electronilor explică stabilitatea atomilor la anumite energii, dimensiunile unui atom normal şi poziţia liniilor spectrale ale luminii emise sau parţial absorbite de către un gaz la trecerea luminii prin acel gaz. În capitolele următoare vom vedea în continuare cum aceste legi noi explică complet comportarea atomi lor şi a sistemelor de atomi în toate împrejurările imaginabile.

Pentru rezolvarea acestor probleme a trebuit să limităm noţiunile de poziţie, viteză şi mişcare, cu care ne-a obişnuit experienţa noastră de toate zilele şi câteva secole de fizică clasică, precum şi să recunoaştem că aceste noţiuni pot fi folosite fără ambiguitate numai în măsura în care pot fi legate de observaţii reale care, în principiu, să nu contravină legilor teoriei cuantice. în particular suntem obligaţi să renunţăm la posibilitatea unei descrieri cauzale complete a proceselor mecanice, adică de a cunoaşte vreodată starea unui atom cu o asemenea precizie încât soarta sa ulterioară să poată fi complet prezisă, aşa cum un astronom poate prezice poziţia în viitor a unei stele pe cer. Aceasta nu ne împiedică însă să prevedem cu certitudine comportarea corpurilor care conţin sisteme mari de atomi, deoarece legile întâmplării, asociate cu legile cuantice ale probabilităţii, permit să se facă asemenea predicţii cu toată precizia care ar fi vreodată necesară, întocmai ca în cazul teoriei cinetice despre care am vorbit în cap. 5.

8
Proprietăţile atomilor

HIDROGENUL ŞI HELIUL

In capitolul precedent am prezentat succint noile legi cuantice la care ne-au condus multiplele contradicţii aparente întâlnite în studierea atomului cu ajutorul cunoştinţelor noastre asupra legilor naturii. Principalele fapte pe care le-am folosit au fost: dovezile asupra existenţei cuantelor de lumină furnizate de efectul fotoelectric, efectul Compton şi lumina emisă de un corp încălzit, dovezile asupra naturii ondulatorii a electronilor (şi a altor particule) furnizate de difracţia electronilor şi faptul că atomul are dimensiuni finite şi că electronii nu cad pe nucleu.

Nu trebuie, totuşi, uitat că acestea nu sunt decât exemple alese dintr-un material experimental vast, care indică la fiecare pas eşecul vechilor legi, şi că noile legi nu au fost definitiv acceptate decât atunci când s-a constatat că ele pot explica în mod firesc toate faptele cunoscute în legătură cu atomii şi că pot prezice noi regularităţi, care ulterior au fost confirmate de experienţă.

Pentru a putea dobândi această nouă concepţie a trebuit abandonată descrierea atomilor prin reprezentări simple, bazate pe o comparaţie cu mişcarea corpurilor la scară macroscopică. A trebuit să recunoaştem că noţiuni ca poziţie şi mişcare ale obiectelor sunt prejudecăţi la care ne-a condus experienţa noastră cu obiectele mari din viaţa practică. A trebuit să acceptăm contradicţii aparente, cum ar fi că electronul este într-un sens particulă şi într-alt sens undă; am văzut că acestea nu sunt contradicţii reale, ci indică doar inaplicabilitatea raţionamentelor clasice la fenomenele ce se petrec la scară atomică.

În capitolul precedent am schiţat esenţa noilor legi, dar pentru simplitate am lăsat deoparte unele rafinamente. În acest capitol va trebui să ne completăm tabloul şi să descriem unele concluzii foarte generale ce se pot trage din legile cuantice. Aceasta ne va permite să dispunem de o serie completă de legi, pe care le vom putea folosi pentru studiul integral al comportării atomilor, studiu al cărui rezultat îl vom schiţa în acest capitol. Se va vedea atunci că întreaga comportare a atomilor — ca şi a materiei, care e constituită din atomi — se încadrează perfect în acest tablou şi că legile cuantice o descriu tot atât de complet cum descrie mecanica clasică mişcarea planetelor sau mecanismul unui ceas ori cum descriu legile câmpului electromagnetic ale lui Maxwell comportarea unui generator electric, a unui aparat de radio sau propagarea undelor de lumină.

Pentru început vom discuta unele dintre problemele legate de studierea atomilor mai mari decât atomul de hidrogen, care are un

singur electron. Studiul riguros al atomilor cu mai mulţi electroni nu este uşor de făcut; aici sunt necesare noi noţiuni, care vor fi expuse mai târziu, dar pentru moment vom privi problema ca şi cum electronii nu ar exercita forţe unul asupra celuilalt, ci fiecare s-ar mişca independent într-un câmp de forţe. Această simplificare este similară cu cea pe care o facem atunci când vorbim despre mişcarea Pământului sau a altei planete în jurul Soarelui ca şi cum ar exista numai Soarele şi planeta respectivă, neglijând existenţa altor planete. În mecanica sistemului solar avem însă motive mult mai temeinice pentru a proceda astfel decât în mecanica atomului, deoarece forţa gravitaţională între două corpuri depinde de masele lor. Soarele fiind cu mult mai greu decât oricare dintre planete, forţa de atracţie a Soarelui asupra Pământului este cu mult mai puternică decât cea a lui Marte sau a lui Venus de exemplu, chiar la distanţe similare. În atom însă forţele sunt de natură electrică şi depind de sarcina particulelor. Or, sarcina electrică globală a tuturor electronilor dintr-un atom este egală ca mărime (deşi de semn contrar) cu sarcina nucleului. Rezultă că forţele exercitate asupra unui electron de către ceilalţi electroni nu sunt foarte slabe. Totuși, va fi util să studiem pentru început problema simplificată, deoarece astfel vor apărea unele elemente importante şi vom vedea mai târziu cum putem îmbunătăţi rezultatele.

Să considerăm deci atomul care urmează hidrogenului în tabloul elementelor: heliul, al cărui nucleu are o sarcină pozitivă de două ori mai mare decât a protonului. Atomul de heliu neutru conţine doi electroni. Dacă neglijăm influenţa reciprocă dintre aceşti electroni, fiecare dintre ei ar trebui să fie reprezentat de către o undă de tipul celei discutate mai înainte. Fiecare dintre aceste unde aparţine unui nivel de energie caracterizat printr-un „număr cuantic", *n*; starea de energie minimă, în care electronii sunt cel mai puternic legaţi, se obţine luând pentru fiecare electron nivelul cel mai jos, adică acela pentru care $n = 1$. În capitolul precedent s-a arătat că energia acestui nivel este, pentru hidrogen, egală cu

$$-\frac{4\pi^2 me^4}{h^2}$$

unde *m* era masa electronului , *e* sarcina electronului (egală în valoare absolută cu a protonului) şi *h* constanta lui Planck. Semnul minus arată că energia este negativă, adică pentru a îndepărta electronii trebuie efectuat un lucru mecanic. Termenul e^4 din această formulă apare datorită legii lui Coulomb, care spune că forţa este egală cu $\frac{e^2}{r^2}$. În cazul heliului, unde nucleul are o sarcină

$$\frac{2e^2}{r^2}$$

pozitivă egală cu *2e*, forţa devine şi deci nivelul de energie cel mai de jos al unui electron în atomul de heliu devine

$$-\frac{4\pi^2 m(4e^4)}{h^2}$$

adică de patru ori mai mare decât în cazul hidrogenului. Cu alte cuvinte, energia necesară pentru a îndepărta un electron din atomul de heliu ar trebui să fie aproximativ de patru ori mai mare decât în cazul hidrogenului. De fapt, aceste cifre sunt exagerate, deoarece nu am ţinut seama de respingerea dintre cei doi electroni. Dar, în linii mari, rezultatul este corect: este cu mult mai greu să îndepărtăm un electron dintr-un atom de heliu decât dintr-un atom de hidrogen, adică să ionizăm un atom de heliu. De exemplu, dacă se umple cu heliu un tub de tipul celui folosit în reclamele luminoase, nu va trece curent prin el decât atunci când tensiunea electrică de la bornele sale este considerabil mai mare decât aceea care ar fi necesară în cazul unui tub umplut cu hidrogen. Mecanismul descărcării este următorul: electronii liberi sunt accelerați de câmpul electric şi, ciocnindu-se cu atomii, pot smulge din ei electroni, ceea ce duce la apariţia unor ioni pozitivi. Aceştia se îndreaptă spre capătul negativ al tubului, în timp ce electronii smulşi se îndreaptă spre cel pozitiv. Dobândind suficientă viteză, aceşti electroni pot, la rândul lor, să ionizeze alţi atomi. Descărcarea se poate menţine numai dacă electronii au posibilitatea să dobândească pe parcurs suficientă energie pentru a provoca ionizări prin ciocnire; prin urmare, tensiunea la care porneşte descărcarea poate fi considerată ca o măsură a energiei necesare pentru ionizare.

Ne putem îndrepta atenţia şi spre nivelele energetice superioare ale atomului de heliu. Ştim din discuţiile purtate în capitolul precedent că lumina poate ridica energia atomului pe un nivel energetic superior, cu condiţia ca energia cuantei de lumină să fie exact egală cu diferenţa de energie dintre noul şi vechiul nivel. În reprezentarea noastră simplificată, toate nivelele energetice ale unui electron din atomul de heliu ar trebui să fie de patru ori mai înalte decât cele ale hidrogenului. Pentru a ridica un atom de heliu pe un nivel energetic superior, sau, cum se mai spune, pentru a-l excita, cuantele de lumină ar trebui să aibă o energie de aproximativ patru ori mai mare decât cele care pot excita un atom de hidrogen. Întrucât energia unei cuante de lumină este egală cu produsul dintre constanta lui Planck şi frecvenţa cuantei, este deci necesară o lumină de frecvenţă de patru ori mai mare. Şi aici cifra

patru este exagerată, deoarece nu am ţinut seama de respingerea dintre electroni, dar se verifică într-adevăr că liniile spectrale ale heliului, adică frecvenţele luminii care pot excita gazul şi care sunt deci puternic absorbite când trec prin el, sunt mult mai mari decât în cazul hidrogenului, fiind situate mult mai departe în ultraviolet. Până aici reprezentarea noastră este deci în bună concordanţă cu faptele experimentale.

ALŢI ATOMI UŞORI. PRINCIPIUL DE EXCLUZIUNE

Dar această explicaţie simplă nu mai este valabilă dacă mergem mai departe. Să considerăm atomul următorului element: litiul, care are un nucleu cu o sarcină pozitivă *3e* şi deci în stare neutră trei electroni orbitali. Conform raţionamentelor noastre, ar trebui ca electronii din litiu să fie legaţi de aproximativ nouă ori mai puternic decât cei de hidrogen, atomii de litiu să fie mult mai greu de ionizat decât cei de hidrogen sau de heliu, iar lumina care poate fi absorbită de litiu să fie situată încă mai departe în ultraviolet decât cea absorbită de hidrogen sau de heliu. Realitatea este însă alta. Litiul se ionizează mai uşor decât hidrogenul, deci mult mai uşor decât heliul. Pentru a produce o descărcare într-un tub care conţine vapori de litiu este suficientă o tensiune electrică foarte joasă, iar dacă se descompune într-un spectroscop lumina care a trecut prin vapori de litiu, liniile de absorbţie încep în roşu şi nicidecum în domeniul ultraviolet al spectrului. Dacă punem într-o flacără puţină sare de litiu, obţinem o culoare roşie caracteristică, datorită emisiei aceleiaşi linii. Mecanismul este aici următorul: la ciocnirea dintre atomii care se mişcă cu viteză mare în flacără, unii atomi sunt excitaţi pe primul nivel de energie deasupra stării lor normale. Ei pot pune în libertate această energie suplimentară, emiţând cuante de lumină a căror frecvenţă corespunde frecvenţei luminii roşii.

Atomii de litiu nu se comportă deci conform reprezentării noastre simplificate: prin urmare, este necesară o lărgire a legilor învăţate până aici. Această dificultate este legată numai de prezenţa celui de-al treilea electron. O dată îndepărtat acesta, adică atunci când considerăm un ion de litiu care conţine doi electroni în loc de trei, el se comportă în concordanţă perfectă cu aşteptările noastre. În particular, energia necesară pentru a îndepărta un alt electron este într-adevăr cu mult mai mare decât cea necesară pentru a îndepărta un electron dintr-un atom neutru de heliu.

S-a observat că comportarea atomului de litiu ar corespunde bine modelului de până acum dacă s-ar presupune că cel de-al treilea electron nu ocupă nivelul de energie cel mai de jos ($n = 1$), ci cel următor cu $n = 2$. În primul rând, în ecuaţiile din cap.7, în

energia fiecărui nivel apărea la numitor pătratul numărului cuantic n. Cu alte cuvinte, energia corespunzătoare la $n = 2$ ar trebui să fie egală cu un sfert din cea corespunzătoare la $n = 1$. De asemenea şi raza sferei în care este extinsă unda asociată electronului este proporţională cu n^2, astfel încât unda asociată celui de-al treilea electron ar trebui să se întindă pe o regiune mult mai mare decât a primilor doi. Rezultă deci că trebuie să ne imaginăm cel de-al treilea electron ca mişcându-se într-un câmp electric produs de nucleu (sarcina $+3e$), înconjurat foarte strâns de primii doi electroni (care poartă laolaltă o sarcină de $—2e$). Comportarea sa trebuie deci să fie similară celei a unui electron din apropierea unui mic centru care poartă o singură sarcină pozitivă $+e$. Energia atomului va fi deci aproximativ egală cu cea a unui atom de hidrogen având $n = 2$. Cu alte cuvinte, energia necesară pentru a îndepărta ultimul electron dintr-un atom de litiu ar trebui să fie de numai un sfert din energia de ionizare a hidrogenului. Ea este, de fapt, numai de *2—3* ori mai mică decât cea a hidrogenului, dar, având în vedere reprezentarea grosolană de care ne folosim pentru moment, discrepanţa nu este surp rinzătoare.

Rezultă deci că starea normală a atomului de litiu corespunde unui nivel energetic la a cărui existenţă trebuia să ne aşteptăm, numai că n-am fi crezut ca el să fie nivelul cel mai de jos. Situaţia se prezintă ca şi cum ultimul electron n-ar putea fi capabil să ajungă în starea $n = 1$ dacă în ea se află deja doi electroni.

Să considerăm următorii atomi. După litiu urmează beriliul, al cărui atom are patru electroni. Dovezile experimentale arată că cel de-al patrulea electron, ca şi al treilea, nu poate sta decât pe nivelul al doilea, adică cel cu $n = 2$. Adăugând succesiv sarcini pozitive nucleului şi respectiv electroni, astfel încât atomii rezultanţi să fie neutri, adică considerând pe rând atomii de bor, carbon, azot, oxigen, fluor şi neon, constatăm că se comportă cu toţii ca şi cum ar avea numai doi electroni în starea $n = 1$, iar ceilalţi s-ar afla în starea $n = 2$. Urmărind acest şir de atomi, constatăm că forţa de atracţie a nucleului devine din ce în ce mai mare, ceea ce are ca consecinţă faptul că unda asociată electronilor exteriori devine din ce în ce mai puţin extinsă în spaţiu, astfel încât dimensiunile atomului scad; câmpul devenind din ce în ce mai puternic, deci unda electronică mai concentrată, energia de ionizare creşte şi ea progresiv. În particular, ultimul din acest şir, gazul rar neon, este din nou foarte greu ionizabil. Energia sa de ionizare este aproape la fel de mare cu cea a heliului şi deci mai mare decât cea a hidrogenului; liniile sale de absorbţie încep abia în ultraviolet.

Următorul atom este cel de sodiu, al cărui nucleu conţine de 11 ori sarcina electrică a protonului şi este înconjurat de 11 electroni.

Aici.se repetă situaţia pe care am găsit-o la litiu. Sodiul se ionizează uşor, mai uşor chiar decât litiul, şi din toate punctele de vedere comportarea celui de-al 11-lea electron sugerează că el se află acum pe cel de-al treilea nivel, acela cu $n = 3$. Continuând seria elementelor, constatăm că această situaţie se repetă.

Cum putem explica această comportare? S-a crezut la început că motivul pentru care nu pot exista mai mult de doi electroni pe nivelul cel mai de jos, pe prima orbită electronică, şi mai mult de opt pe următorul îi constituie forţa de respingere dintre electroni, dar un studiu matematic mai amănunţit a invalidat această explicaţie. Dacă, de exemplu, studiem fără nici o simplificare problema celor trei electroni în câmpul nucleului de litiu, rezultatul obţinut arată în mod limpede că starea de energie minimă corespunde stării în care toţi cei trei electroni ar avea $n = 1$, deşi în această stare energia de atracţie ar fi puţin micşorată, datorită respingerii dintre electroni. De ce totuşi nu este întâlnită această stare în natură?

Pauli şi-a dat seama că acest fapt constituie un nou element de informaţie, cu caracter fundamental, de cea mai mare importanţă şi care nu poate fi o consecinţă a legilor cuantice expuse până aici. Trebuie, dimpotrivă, să-1 privim ca pe o nouă regulă independentă care trebuie adăugată acestor legi.

Pentru a găsi conţinutul precis al acestei reguli, trebuie să ne amintim menţiunea din cap.7, şi anume că nivelului al n-lea din atomul de hidrogen îi corespund n^2 unde diferite. Cu alte cuvinte, există numai o undă pentru $n = 1$, patru pentru $n = 2$, nouă pentru $n = 3$ etc. Or, am văzut că în atom s-ar părea să existe loc pentru doi electroni pe nivelul cel mai de jos ($n = 1$), opt electroni pe următorul ($n = 2$) etc., ca şi cum ar fi loc pentru de două ori atâţia electroni câte unde electronice posibile există. Nu pot exista mai mult de doi electroni într-o stare descrisă de una şi aceeaşi undă. Putem spune că nu pot exista mai mult de doi electroni în aceeaşi stare de mişcare. Cu alte cuvinte, trebuie exclus orice aranjament posibil de electroni care ar fi compatibil cu legile mecanicii ondulatorii, dar care ar avea mai mult de doi electroni în aceeaşi stare de mişcare. În esenţă, acesta este conţinutul principiului de excluziune sugerat de Pauli, care acum reprezintă unul dintre principiile importante ale fizicii atomice.

Motivul pentru care tocmai doi electroni se pot mişca în acelaşi mod este legat de o nouă descoperire, pe care o vom discuta acum mai amănunţit, anume de spinul[7] electronului. Astfel, trebuie să ne imaginăm că în timp ce se mişcă în atom, electronul se roteşte şi în jurul propriei sale axe, asemănător cum Pământul se roteşte în jurul axei sale în timp ce îşi urmează drumul pe orbită în jurul

Soarelui. Vom vedea mai târziu că există două moduri posibile în care se poate roti electronul, în orice stare de mişcare dată. Aceasta sugerează, de exemplu, că în stare normală cei doi electroni ;ai heliului se rotesc în sensuri opuse, ceea ce este valabil pentru oricare electroni ce ocupă împreună indiferent care altă stare dintr-un atom mai mare. Dacă se ţine seama de spin, principiul de excluziune spune deci că mai mulţi electroni nu pot fi niciodată exact în aceeaşi stare dacă starea este specificată atât prin mişcarea electronului, cât şi prin spinul său.

Aşa cum am mai menţionat, acest principiu de excluziune nu poate fi dedus din legile cuantice, ci este un fapt independent, în sprijinul căruia vom mai întâlni multe dovezi convingătoare. Atunci când ne vom ocupa de teoria electronului pozitiv, vom vedea că principiul de excluziune este vital legat de celelalte legi, în sensul că fără el celelalte legi ar duce la consecinţe destul de nefireşti.

MOMENTUL CINETIC

Pentru a înţelege faptele legate de spinul electronului, precum şi alte caracteristici importante ale atomilor, trebuie să înţelegem rolul pe care îl joacă momentul cinetic în teoria cuantică.

Am întâlnit momentul cinetic în cap. 1 şi am văzut că este o noţiune utilă în mecanică. El măsoară mişcarea în jurul unei axe. Un obiect care se mişcă sub acţiunea unei forţe centrale, adică a unei forţe dirijate dinspre un centru fix, are momentul cinetic constant. Această afirmaţie ne-a permis să obţinem simplu unele informaţii cu privire la mişcarea sa ulterioară. Dacă între mai multe obiecte se exercită forţe reciproce, momentul lor cinetic total nu va fi afectat.

Pentru a discuta momentul cinetic în teoria cuantică, să studiem mai întâi o problemă foarte simplă: fie un electron care nu se poate mişca liber decât pe un cerc de rază *r*, ca o mărgea înşirată pe un fir circular. Dacă nu există frecare, energia sa cinetică ar trebui să rămână constantă. Dacă, aşa cum am făcut în capitolul precedent, introducem noţiunea de undă, lungimea acesteia va fi constantă. Deoarece drumul este închis, unda nu se va potrivi cu drumul electronului decât dacă circumferinţa cercului conţine un număr întreg *m* de unde complete. În figura 44 s-a trasat o linie subţire în aşa fel, încât distanţa sa până la cerc să indice amplitudinea undei.

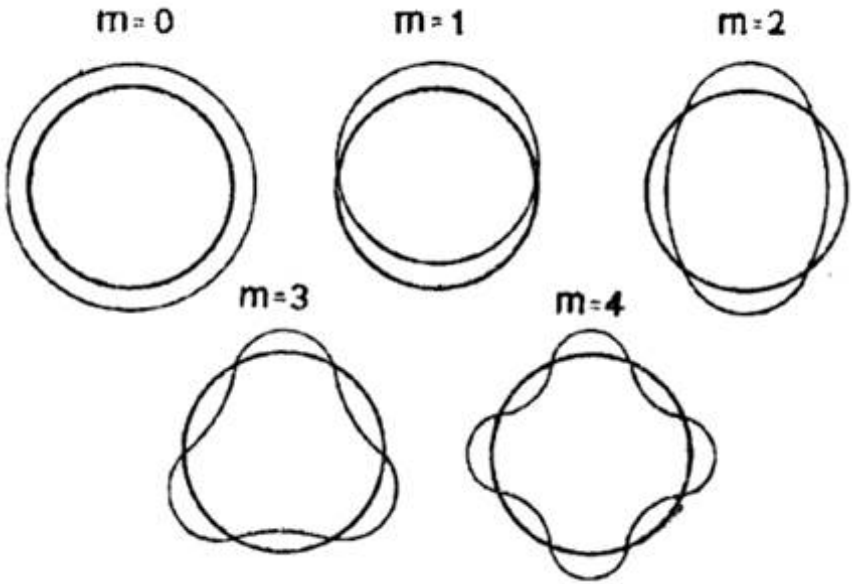


Fig. 44. Unde pe un cerc

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

Utilizând formula lui Broglie , unde *p* este impulsul electronului, obţinem

$$p = \frac{h}{\lambda} = m\frac{h}{2\pi r}$$

Acest rezultat este similar cu cel găsit în cazul cutiei, prin faptul că şi în această mişcare nu sunt posibile decât numai anumite viteze, deci numai anumite energii bine determinate. Pentru $m = 0$, electronul nu se mişcă de loc. Amplitudinea undei, şi deci probabilitatea de a găsi electronul, este aceeaşi de-a lungul întregii circumferinţe. Pentru orice alt *m*, electronul se poate mişca pe cerc în ambele sensuri, iar pentru a distinge cele două cazuri folosim pentru *m* numere pozitive şi negative.

Să presupunem că cercul este orizontal şi să luăm o axă verticală care trece prin centrul său. Momentul cinetic faţă de această axă este egal, conform celor spuse în cap. 1, cu distanţa *r* de la axă înmulţită cu proiecţia impulsului particulei pe o direcţie perpendiculară pe această distanţă. În cazul nostru, aceasta este chiar impulsul total, astfel încât momentul cinetic este *pr*, sau m $\frac{h}{2\pi}$. Rezultă ca momentul cinetic este un multiplu de $\frac{h}{2\pi}$, adică un multiplu al „unităţii“ de moment cinetic.

Raza *r* nu mai figurează în ultimul calcul şi rezultatul este

acelaşi indiferent dacă cercul este mare sau mic, deşi, evident, pentru a avea acelaşi moment cinetic pe un cerc mai mic particula trebuie să se mişte cu un impuls mai mare, adică cu o viteză mai mare. Această independenţă de rază .sugerează că rezultatul ar putea fi valabil chiar atunci când mişcarea particulei nu este limitată la un cerc. Şi într-adevăr se constată că aşa stau lucrurile, însă demonstrarea acestei laturi a fenomenului ar necesita o tratare matematică. Să considerăm mai întâi cazul unei particule care se mişcă într-un plan. Şi aici constatăm că momentul său cinetic este mereu egal cu un multiplu de $\frac{h}{2\pi}$, iar unda care descrie particula este de genul celei schiţate în figura 45; în această figură am ilustrat cazul unui moment cinetic egal cu $3\frac{h}{2\pi}$ sau, cum spunem prescurtat, de trei unităţi. Regiunile haşurate indică unde este pozitivă amplitudinea undei, între aceste regiuni amplitudinea fiind negativă. Dacă urmărim orice linie închisă care înconjură cercul, unda va trece de trei ori de la pozitiv la negativ şi viceversa. Astfel, la orice distanţă ne-am afla de centru, pentru a-l înconjura trecem totdeauna prin trei unde complete.

Fig. 45 Undă într-un plan, $m=3$

Acest rezultat, anume că dacă măsurăm momentul cinetic obţinem întotdeauna un număr întreg de unităţi, adică un multiplu întreg de $\frac{h}{2\pi}$, este o consecinţă a naturii ondulatorii a luminii, întocmai ca şi faptul, stabilit în capitolul precedent, că orice măsurare a energiei va arăta că ea corespunde exact unuia dintre nivelele energetice ale atomului considerat. Mai departe, în legătură cu experienţa Stern şi Gerlach, vom vedea că o asemenea măsurare a momentului cinetic este realizabilă în practică şi nu reprezintă doar un exerciţiu.

Să considerăm acum cazul real al electronului care se mişcă în

spaţiu în vecinătatea unui centru atractiv, ca în atomul de hidrogen. Şi aici se ajunge la rezultatul că măsurarea momentului cinetic în raport cu o axă arbitrară care trece prin centrul atractiv nu poate da decât un număr întreg de unităţi. La prima vedere avem de-a face cu o contradicţie. Anume, conform definiţiilor momentului cinetic discutate în cap. 1, se poate arăta că, dacă cunoaştem momentul cinetic al unei particule în raport cu trei axe rectangulare (o axă verticală, una în direcţia est-vest şi alta în direcţia nord-sud), cunoaştem şi momentul cinetic în raport cu orice linie intermediară. De exemplu, dacă momentul cinetic în raport cu o axă verticală este mare, iar în raport cu două axe orizontale diferite este nul, el trebuie să fie nul şi în raport cu orice axă orizontală. În raport cu orice axă înclinată faţă de verticală, el va depinde de înclinaţie, fiind nul când axa este orizontală şi maxim când ea este verticală. Situaţia descrisă aici este cea care se realizează de fapt atunci când orbita particulei este orizontală.

Este însă evident că acest rezultat, varierea momentului cinetic de la zero la valoarea sa maximă când variază direcţia la care se raportează, nu poate fi compatibil cu faptul că acest moment trebuie să fie totdeauna egal cu un număr întreg de unităţi. Dacă momentul cinetic nu este egal cu zero, trebuie să fie egal cu o unitate sau cu un număr întreg de unităţi, dar nu poate varia treptat de la zero la unu.

Şi acest paradox este rezolvat de principiul de nedeterminare. Dacă cercetăm metodele posibile de măsurare a momentului cinetic, constatăm că orice măsurare a momentului cinetic în raport cu o axă trebuie să modifice într-un mod imprevizibil măsurarea sa în raport cu o altă axă, astfel încât nu putem niciodată cunoaşte în acelaşi timp momentul cinetic în raport cu mai multe axe. Legătura dintre acest rezultat şi principiul de nedeterminare în forma sa cea mai simplă devine evidentă dacă ţinem seama de faptul că cunoaşterea momentului cinetic în toate direcţiile ar fixa planul orbitei particulei. Aceasta ar fi incompatibil cu principiul de nedeterminare, deoarece, presupunând că planul ar fi orizontal, am putea cunoaşte astfel imediat înălţimea la care se află particula (anume aceeaşi înălţime cu cea la care se află centrul de atracţie în jurul căruia se roteşte) şi componenta verticală a vitezei sale (egală cu zero, deoarece particula rămâne în acelaşi plan orizontal). Dar am văzut mai înainte că recunoaşterea proiecţiei poziţiei particulei după o direcţie dată este incompatibilă cu cunoaşterea componentei vitezei sale după aceeaşi direcţie.

Există o singură situaţie în care putem cunoaşte momentul cinetic în toate direcţiile, anume când el este egal cu zero. În mecanica clasică, acesta ar fi cazul unei „orbite" în simplă linie

dreaptă care trece prin centrul de atracţie şi pe care particula s-ar mişca, înainte şi înapoi, dar direcţia acestei linii ar fi atunci necunoscută; în orice caz, această reprezentare a mişcării nu trebuie luată prea ad litteram.

O mărime importantă în mecanica clasică este momentul cinetic, „rezultant" *M*, definit prin aceea că pătratul său este egal cu suma pătratelor momentelor cinetice în raport cu trei axe rectangulare $M^2 = M_1^2 + M_2^2 + M_3^2$. Se constată că momentul cinetic rezultant nu depinde de direcţia celor trei axe atât timp cât ele sunt rectangulare; dacă alegem aceste trei axe astfel încât M_1 şi M_2 să fie nule, rezultă că $M = M_3$. Aceasta se realizează atunci când cea de-a treia axă este perpendiculară pe planul orbitei. În mecanica cuantică, momentul cinetic rezultant poate fi definit în acelaşi mod şi exprimat în aceleaşi unităţi, pătratul său fiind totdeauna egal cu $l(l + 1)$, unde l poate fi *0,1,2* sau orice alt număr întreg pozitiv. Principiul de nedeterminare nu ne împiedică să cunoaştem în acelaşi timp momentul cinetic rezultant (şi deci pe l) şi momentul cinetic în raport cu o axă anumită, care trebuie să fie egal cu un număr întreg *n* de unităţi. Momentul cinetic în raport cu o axă oarecare nu poate fi mai mare decât cel rezultant şi deci *m* nu poate fi mai mare decât *l*.

Dacă cunoaştem momentul cinetic rezultant şi măsurăm momentul cinetic de-a lungul unei axe date, putem obţine oricare din rezultatele l, $l—1$, $l—2$, … $—l$ unităţi, în toate cele $2l + 1$ posibilităţi. De exemplu, dacă $l = 1$, *m* poate fi *1*, *0* sau *—1*.

Ne putem imagina diferitele stări cu acelaşi moment cinetic rezultant ca pe nişte orbite de aceeaşi formă, dar cu orientări diferite, ca cele din figura 46. Remarcăm că, chiar pentru $l = 1$ şi $m = 1$, momentul cinetic în raport cu o axă dată este mai mic decât cel rezultant, care este egal cu radicalul din $l(l + 1)$, adică cu $\sqrt{2}$ unităţi, şi deci nu putem observa niciodată orbita în starea în care particula ar avea momentul cinetic maxim în direcţia dată. La acest rezultat trebuia să ne aşteptăm, deoarece în caz contrar am cunoaşte planul orbitei, ceea ce am văzut că este imposibil. Acesta este motivul pentru care orbitele pentru $m = 1$ şi $m = —1$ au fost desenate în jurul unor axe oblice. Direcţia de înclinare a acesteia (spre dreapta sau spre stânga, înainte sau înapoi sau în orice alt mod) faţă de direcţia dată trebuie să rămână nespecificată.

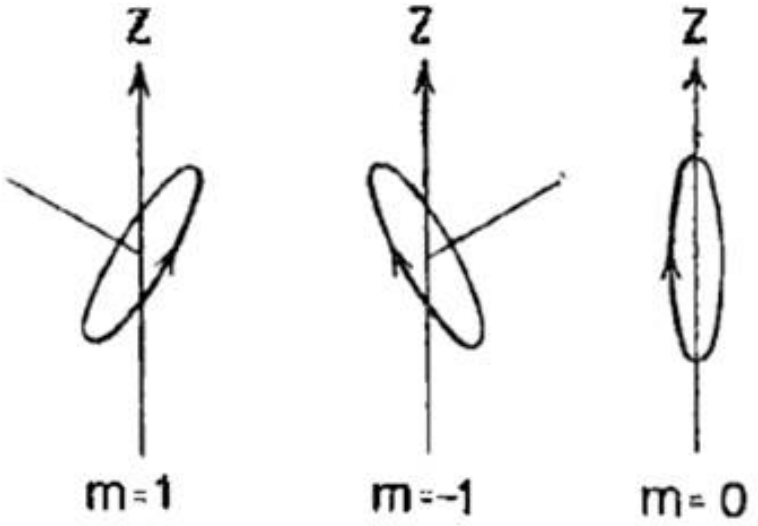
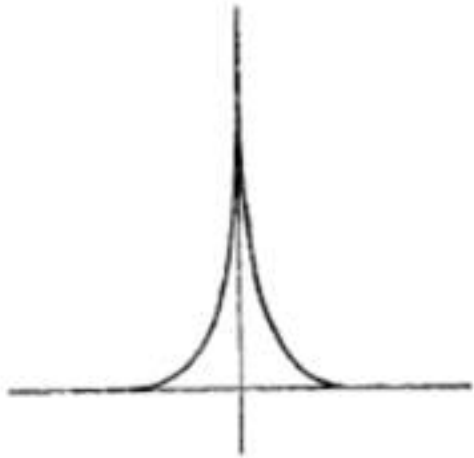


Fig. 46. Cum s-ar putea reprezenta orbitele cu $l = 1$ în cazul mişcării în jurul unui centru

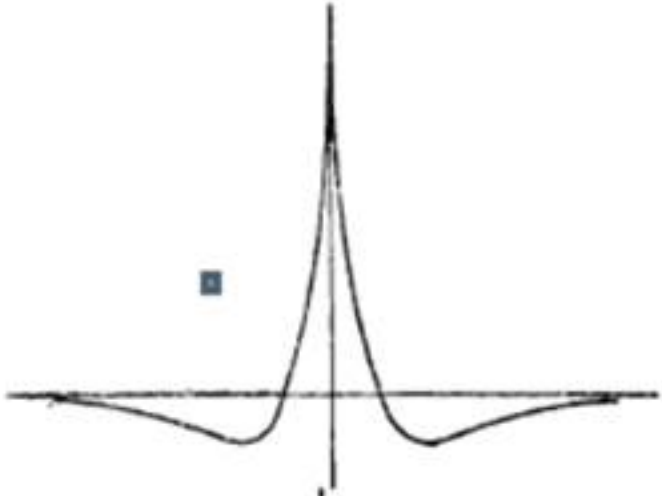
Putem descrie acum ceva mai amănunţit undele care aparţin stărilor energetice joase ale electronului din atomul de hidrogen. Pentru $n = 1$ există numai o undă, şi ea corespunde lui $l = 0$, deci si lui $m = 0$. În acest caz nu există moment cinetic. În consecinţă, dacă parcurgem orice curbă în jurul centrului, nu observăm nici un fel de oscilaţii ale undei: unda este aceeaşi în toate direcţiile. Unda depinde însă de distanţa faţă de centru: în figura 47 a am reprezentat amplitudinea undei de-a lungul unei linii ce trece prin centrul atomului. Ne amintim că pătratul amplitudinii undei reprezintă probabilitatea de poziţie a electronului. Cu alte cuvinte, pătratul înălţimii curbei din figura 47 a ne spune cât este de probabil să găsim electronul în orice punct de-a lungul acestei linii. În figura 47 b este dată o secţiune prin unda pentru $n = 2$, tot în cazul unui moment cinetic nul. Aici unda are un nod, adică este negativă la distanţe mari şi pozitivă în apropierea centrului, şi, în genere, ea este extinsă mult mai departe de centru, ceea ce corespunde razei mai mari sau faptului că electronul este mult mai slab legat. Pe lângă această stare, aceleiaşi energii îi corespund încă trei stări, toate având $n = 2$, dar cu $l = 1$. Una dintre ele este reprezentată în figura 47 c. Acum unda este pozitivă de o parte a centrului şi negativă de cealaltă parte.

În figura 47 d am reprezentat pentru aceeaşi undă o secţiune printr-un plan ce trece prin centru: aici curbele trasate indică linii de amplitudine constantă a undei, ca într-o hartă curbele de nivel. Pe linia care trece prin centru amplitudinea este zero, la dreapta ei amplitudinea este pozitivă, iar la stânga ei este negativă. Celelalte

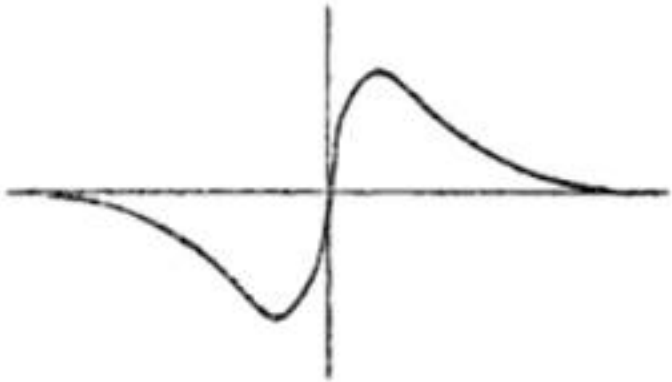
două stări, pentru acelaşi n şi l, sunt similare, dar au direcţii diferite.



a



b



c

Fig. 47. Unde în atomul de hidrogen:
a) $n=1, l=0$
b) $n=2, l=0$
c) $n=2, l=1$
secţiuni radiale

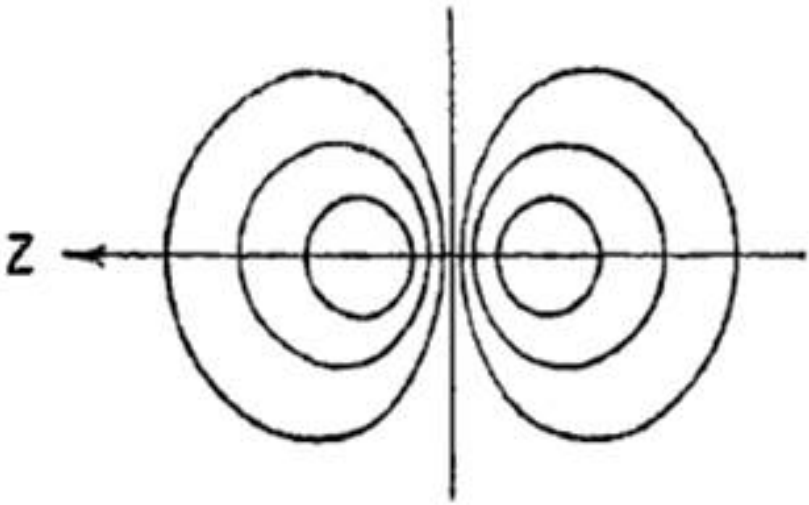


Fig. 47. d) n = 2, l = 1, hartă de nivel

EXPERIENŢE CU FASCICUL ATOMIC. SPINUL

Momentul cinetic corespunzător unei asemenea stări electronice poate fi detectat în practică, deoarece un electron care se roteşte în jurul unei axe poartă o sarcină electrică şi se comportă deci ca un mic curent electric într-o mică bobină. După cum am văzut în cap. 2, câmpul magnetic exercită o forţă asupra unei asemenea bobine. Am văzut că o mică bobină prin care trece curent produce acelaşi câmp magnetic ca şi un mic magnet, fapt folosit în galvanometrul cu cadru mobil, în care acul magnetic al galvanometrului, descris în cap. 2, este înlocuit printr-o mică bobină care se poate roti liber şi prin care trece un curent electric. O astfel de bobină are tendinţa de a se mişca într-un asemenea sens, încât câmpul său magnetic să se opună celui al magnetului exterior. Prin urmare, atunci când ea se aşază paralel cu câmpul exterior, energia ei este mare şi, atunci când se aşază în sensul opus, energia ei este joasă. Deci dacă câmpul magnetic nu este uniform, ci mai puternic într-un punct şi mai slab în altul, o bobină în sensul câmpului va suferi o forţă îndreptată spre câmpul mai slab, în timp ce una contra câmpului magnetic va fi atrasă spre locul unde câmpul este mai intens.

Aceste consideraţii sunt valabile şi pentru atomi, ceea ce este exploatat în experienţa Stern şi Gerlach, al cărei principiu este schiţat în figura 48. Se evacuează cu grijă un tub, astfel încât practic să nu mai rămână aer în el în afara unei mici cantităţi de gaz care poate scăpa din camera *C* prin nişte găuri foarte fine în ecranele *S*. Se menţine presiunea gazului atât de scăzută, încât — probabilitatea de ciocnire cu alţi atomi fiind foarte mică — fiecare atom să se mişte în linie dreaptă. În afara ecranelor nu vor ieşi deci decât atomii care vor nimeri pe linia ce uneşte cele două găuri şi se vor mişca pe axa tubului de-a lungul liniei punctate din figură. Un asemenea fascicul îngust de atomi este cunoscut sub denumirea de fascicul atomic. Acest fascicul este trecut apoi printre polii unui magnet *M*, care au o asemenea formă încât câmpul magnetic este mult mai intens în apropierea polului de sus (în muchie de cuţit) decât în apropierea polului de jos (plat). Rezultă că un atom al cărui electron se roteşte în acelaşi sens cu curentul din electromagnet va fi atras spre câmpul mai slab, adică în jos, iar un atom al cărui electron se roteşte în sens opus va fi atras în sus. Dacă electronul se roteşte în jurul unei axe orizontale, atomul nu va fi de loc deviat.

Se poate vedea că deviaţia atomului depinde tocmai de momentul cinetic în raport cu linia verticală. Luând deci un atom în care electronul are un moment cinetic rezultant corespunzător lui $l=1$, momentul cinetic în raport cu axa verticală poate fi *1,0*, sau — *1* unităţi, deci ne aşteptăm ca unii atomi să fie deviaţi în sus, alţii în jos, iar alţii să nu sufere nici o deviaţie, producând astfel cele trei linii punctate din figură. Atomii sunt interceptaţi pe placa *P* şi experienţa se continuă până când s-au acumulat suficient de mulţi atomi pentru ca prezenţa lor să poată fi detectată vizual sau pe vreo altă cale. În cazul considerat ar trebui să găsim trei urme pe placă: una deasupra liniei centrale, una dedesubtul ei şi alta în dreptul acestei linii. Pe de altă parte, dacă avem de-a face cu un atom pentru care $l = 0$, adică fără moment cinetic. acesta nu poate da naştere nici unui curent circular şi deci nu va suferi nici o deviaţie. În acest caz ar trebui să obţinem o singură urmă, în centru.

În unele cazuri, rezultatele sunt într-adevăr cele aşteptate. De exemplu, în cazul heliului, care are doi electroni în starea $n = 1$ şi de aceea $l = 0$, nu se obţine nici o deviere, aşa cum era de aşteptat. Atomii de hidrogen însă, care de asemenea nu ar trebui să sufere deviaţie, produc în realitate două urme, şi acestea corespund deviaţiilor la care ar trebui să ne aşteptăm pentru $m = 1$ şi $m = -1$; nu se obţine însă linia centrală.

Explicaţia fenomenului constă în faptul că, aşa cum s-a mai menţionat, electronul pare să fie capabil de a se roti în jurul

propriei sale axe, în afară de mişcarea pe care o efectuează în jurul nucleului. Am văzut că, dacă momentul cinetic rezultant este $\sqrt{l(l+1)}$ unităţi, există $2l+1$ stări posibile, astfel încât pentru $l = 0,1,2, \ldots$ atomul are $1,3,5, \ldots$ stări posibile. Întrucât în cazul hidrogenului se obţin două fascicule, rezultă că spinul are numai două stări posibile, iar acestea se obţin dacă luăm pe $l = \frac{1}{2}$. În acest caz, şi momentul cinetic în raport cu orice axă al electronului care se roteşte în jurul axei sale trebuie să fie sau $1/2$, sau $-1/2$. Dar, din punct de vedere magnetic, rotirea electronului în jurul propriei sale axe trebuie să aibă o eficienţă dublă faţă de cea a mişcării sale de revoluţie pe orbită, deoarece experienţa arată că, atunci când momentul cinetic în raport cu direcţia câmpului este $1/2$, forţa este aceeaşi ca şi pentru o orbită cu $m = 1$.

Din punct de vedere istoric, primii care au emis ipoteza că electronul se roteşte în jurul propriei sale axe au fost Goudsmith şi Uhlenbeck, însă nu în baza experienţelor descrise, ci ca rezultat al unui studiu teoretic asupra efectului Zeeman, care constă în modificarea liniilor spectrale ale unui gaz atunci când i se aplică un câmp magnetic intens. În esenţă, raţionamentele lor au fost similare cu cele schiţate aici, dar descrierea lor ar necesita cunoştinţe matematice mai vaste.

Astfel, atomul de hidrogen are totuşi un moment cinetic, datorat prezenţei spinului electronului, însă heliul nu are, deoarece, conform principiului de excluziune al lui Pauli, cei doi electroni ai săi, care au acelaşi n şi l, trebuie să aibă spinii de semn opus, deci momentele lor cinetice trebuie să se anuleze.

În continuare să considerăm cazul litiului. Cei doi electroni interiori vor avea şi aici spini opuşi; momentul cinetic total va depinde aici de care anume dintre cele patru orbite posibile cu $n = 2$ este ocupată de cel de-al treilea electron. În timp ce, în cazul hidrogenului, cele patru stări cu $n = 2$ au aceeaşi energie, pentru litiu sau orice alt element situaţia nu mai este aceeaşi. Explicaţia acestui fapt ne-o poate da figura 47. Comparând figurile 47b şi 47c, se vede că în prima dintre ele unda este în cea mai mare parte concentrată lângă centru, şi deci, în această stare, probabilitatea electronului de a se găsi în apropierea centrului este mare. Curba din figura 47c intersectează axa orizontală în centru, ceea ce înseamnă că amplitudinea undei şi deci pătratul ei este zero în acest centru. Aici tendinţa electronului este de a sta mai departe de centru. Am văzut în cap. l că în mecanica clasică lucrurile stau într-adevăr aşa, în cazul unei particule cu moment cinetic, din cauza

forţei centrifuge; vedem acum că aşa stau lucrurile şi în teoria cuantică. Or, în cazul atomului de litiu, forţa de atracţie exercitată asupra electronului este aici mult mai puternică în apropierea centrului decât în atomul de hidrogen, deoarece în apropierea centrului ecranarea datorită forţei de respingere a celor doi electroni interiori este cel mai puţin eficace. Deci dacă cele două stări au exact aceeaşi energie în cazul hidrogenului, atunci însă când există şi electroni interiori, prima stare, cu $l = 0$, va corespunde unei atracţii mai mari şi deci unei energii mai mici. Prin urmare ar trebui ca ultimul electron din litiu să se găsească în starea cu $l = 0$ şi, întocmai ca la hidrogen, momentul său să fie pur şi simplu egal cu spinul electronului. Un fascicul de atomi de litiu ar trebui deci să se despice în două în aparatul cu fascicul atomic (fig. 48), forţa de deviere fiind exact aceeaşi ca în cazul hidrogenului; şi, într-adevăr, aceasta se şi constată experimental.

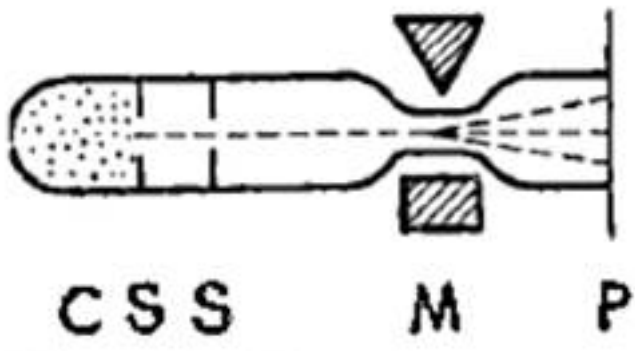


Fig. 48. Experienţa cu fasciculul atomic

Următorul atom, beriliul, mai are un al doilea electron în starea $n = 2, l = 0$. Pentru a nu contraveni principiului de excluziune, spinul său trebuie să fie opus celui al primului electron. Rezultă că momentul cinetic al atomului este zero şi fasciculul nu ar trebui să se despice. Şi acest rezultat este confirmat de experienţă.

Ajungem acum la bor. Întrucât nivelele cu $n = 1$ şi $n = 2, l = 0$, sunt ocupate, electronul trebuie să ocupe următorul nivel, cel cu $n = 2, l = 1$. Momentul cinetic al atomului va depinde acum de direcţia spinului electronului faţă de orbita sa. Şi aici găsirea celui mai favorabil aranjament este o problemă complicată, deoarece atât mişcarea de revoluţie a electronului pe orbită, cât şi mişcarea sa de rotaţie în jurul propriei sale axe produc câmpuri magnetice. Dacă se calculează riguros interacţiunea, se obţine rezultatul că starea de energie minimă, deci şi starea normală a atomului, este aceea în care direcţia spinului se apropie de o direcţie paralelă cu direcţia momentului cinetic orbital pe cât de mult îl permite principiul de nedeterminare. Rezultă că momentele cinetice se scad şi, întrucât pentru o orbită poate exista un moment cinetic de maximum o

unitate în raport cu oricare axă dată şi un spin egal cu *1/2* unităţi, rezultă o valoare maximă a momentului cinetic total de *3/2*. Atomul de bor poate avea deci $\left(2 \times \frac{3}{2} + 1\right) = 4$ stări posibile momentului cinetic în raport cu o axă fiind *3/2, 1/2, -1/2* sau *3/2*. Un fascicul de electroni ar trebui deci să se despice în două în aparatul Stern-Gerlach, ceea ce se şi constată experimental. Se poate găsi de asemenea şi intensitatea forţelor deviatoare. În acest calcul apar unele complicaţii, deoarece din punct de vedere magnetic spinul este de două ori mai eficace decât momentul orbital, însă el poate fi efectuat şi rezultatul său este din nou confirmat de experienţă.

Urmează atomul de carbon. Aici avem doi electroni în starea $l = 1$. Calculele arată că şi aici ei se vor aranja astfel încât spinii lor să se adune; momentul orbital total maxim permis de principiul lui Pauli este egal cu unitatea. În starea normală a atomului de carbon, spinul total este orientat în sens opus momentului orbital total. Ca urmare, fasciculul de atomi de carbon nu va trebui să se despice. Acest fapt nu a fost însă verificat, deoarece vaporii de carbon nu se pot produce uşor în practică, dar nu există nici o îndoială că experienţele vor da cândva rezultatul corect.

Putem continua astfel la atomul de fluor, în care, cu excepţia uneia singure, toate stările cu $n = 2$ sunt ocupate. în loc să calculăm în mod laborios situaţia fiecărui electron, este mai simplu să observăm că, dacă am mai adăuga un electron, toate locurile ar fi completate şi atunci momentele cinetice în oricare direcţie ar trebui să se anuleze reciproc, deoarece vor exista doi electroni cu $l = 1$, doi cu $l = 0$ şi doi cu $l = —1$, în timp ce trei dintre electroni vor avea, în raport cu aceeaşi axă, spinii egali cu *1/2* şi trei cu *— 1/2*. prin urmare, întrucât adăugarea unui singur electron ar anula complet momentul cinetic total, fluorul trebuie să aibă un moment cinetic egal şi opus cu cel al unui singur electron în starea $l = 1$. Cu alte cuvinte, se obţine acelaşi rezultat ca în cazul borului, cu excepţia că în stare normală momentele orbital şi de spin se adună. Momentul cinetic total al fluorului în stare normală este astfel egal cu *3/2*.

În gazul rar neon este ocupat şi ultimul loc în starea $n = 2$; atomul de neon nu are moment cinetic. În următorul atom, sodiul, ultimul electron trebuie să fie în starea cu $n = 3$, $l = 0$, ceea ce îi conferă caracteristici în totul asemănătoare cu cele ale litiului.

PĂTURI ELECTRONICE. MOLECULE IONICE

Vedem deci că, urmărind tabloul periodic al elementelor,

diferitele nivele de energie se umplu în mod succesiv. Se obişnuieşte ca stările cu numerele cuantice *1 ,2,3, ...* să fie denumite respectiv păturile *K,L,M,N, ...*

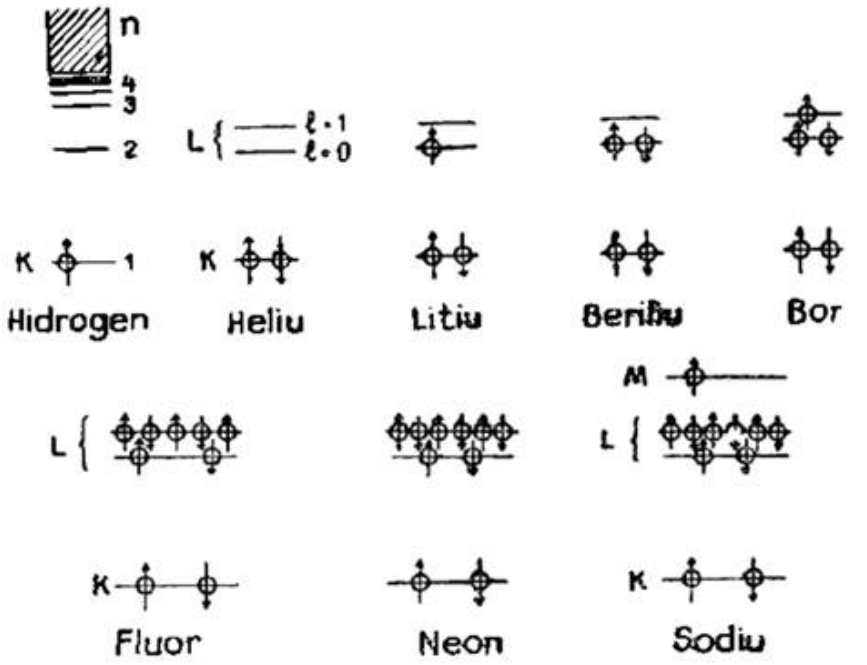


Fig. 49. Pături atomice

Figura 49 ilustrează modul în care se umplu în mod treptat aceste stări pe măsură ce se adaugă noi electroni. Ea porneşte de la nivelele de energie ale hidrogenului, în cazul în care electronul ocupă nivelul cel mai de jos. Porţiunea haşurată de sus indică energii suficient de mari pentru a îndepărta electronul din atom; distanţa dintre nivelul cel mai de jos şi începutul regiunii haşurate reprezintă deci energia necesară pentru a ioniza hidrogenul.

Atragem atenţia asupra faptului că diagramele următoare, corespunzând altor atomi, nu sunt trasate la aceeaşi scară. Altfel ar fi trebuit ca fiecare diagramă să fie mai mare decât cea care o precedă şi, de exemplu, în cazul sodiului, distanţa dintre nivelul cel mai de jos şi începutul ionizării ar trebui să fie de 100 de ori mai mare decât în cazul hidrogenului, iar distanţa dintre ultimul electron şi începutul suprafeţei haşurate ar trebui să fie aproape la fel de mare ca întreaga figură pentru hidrogen.

Săgeţile din simbolurile pentru electroni indică direcţia spinului. Pentru un electron individual nu are importanţă încotro e îndreptat spinul, însă, aşa cum se vede în diagramă, electronii care se găsesc în aceeaşi stare de mişcare trebuie să aibă neapărat spinii opuşi.

Trebuie să ne imaginăm în modul următor absorbţia luminii de

către atomi: dacă o cuantă de lumină a cărei energie este exact egală cu cea necesară pentru a obliga un electron să treacă pe un nivel energetic superior, atomul poate utiliza energia ei absorbind-o, iar cuanta dispare. Atomul se găseşte atunci într-o „stare excitată", el va pierde excesul de energie fie prin emiterea unei alte cuante de lumină, fie — dacă în apropiere se găsesc alţi atomi — prin repartizarea energiei între mai mulţi atomi şi convertirea, în cele din urmă, a acesteia în căldură.

Spectrele tuturor atomi lor, adică culorile exacte ale luminii pe care aceştia o pot emite sau absorbi, formează un catalog foarte lung, rezultat al unor lucrări de spectroscopie efectuate cu mare precizie. Descrierea detaliată a acestui catalog iese din cadrul acestei cărţi, dar este important de ştiut că el oferă ample dovezi în sprijinul legilor generale expuse aici. În practică nu este posibil să se calculeze din aceste legi poziţia precisă a fiecărei linii spectrale a fiecărui element, deoarece, atunci când avem de-a face cu foarte mulţi electroni, problema matematică devine de o complexitate extraordinară. Dar, în toate cazurile suficient de simple pentru a ne permite rezolvarea ecuaţiilor corespunzătoare şi în toate cazurile în care din legile cuantice se pot obţine unele reguli generale cu privire la natura spectrelor, datele experimentale sunt în concordanţă cu teoria.

Aceleaşi concepte pot fi folosite pentru interpretarea comportării ionilor, adică a atomilor care au un electron în plus sau în minus. În particular, este ştiut că ultimul electron din sodiu nu este foarte strâns legat, deoarece, păturile K şi L fiind completate, ultimul electron trebuie să se găsească pe nivelul N cu $n = 3$ şi deci energia sa de legătură este de două ori mai mică decât cea a electronului precedent. Pe de altă parte, fluorul are un loc liber în pătura L, şi deci, deşi atomul este neutru din punct de vedere electric, este totuşi posibil să-i mai adăugăm un electron, şi acesta va fi legat cu o energie considerabilă.

Într-adevăr, dacă un atom de sodiu şi atom de fluor se apropie suficient de mult unul de altul, ultimul electron al sodiului poate fi transferat atomului de fluor, astfel încât se formează un ion pozitiv de sodiu şi un ion negativ de fluor, care se atrag reciproc. Ei vor sta deci laolaltă, formând ceea ce chimiştii numesc o moleculă de fluorură de sodiu. La formarea unei asemenea molecule din doi atomi neutri se pune în libertate energie. Într-adevăr, deşi s-a consumat energie la îndepărtarea unui electron din atomul de sodiu, ea s-a recuperat prin plasarea lui în atomul de fluor, iar prin atracţia reciprocă dintre cei doi ioni s-a mai eliberat o cantitate suplimentară de energie. Este evident că acelaşi lucru se petrece dacă în locul sodiului avem orice alt atom alcalin, adică orice alt

atom care conţine un electron în afara unei pături închise. Aşa se întâmplă cu oricare element din tabloul periodic care urmează după un gaz rar. Din lista scurtă pe care am considerat-o mai amănunţit, litiul constituie încă un exemplu. Un alt exemplu îl constituie potasiul, care apare mai departe în tabloul periodic după gazul nobil argon. Tot astfel putem înlocui fluorul prin orice alt element căruia îi lipseşte un singur electron pentru a completa o pătură şi care precede în tabloul periodic un gaz rar: de exemplu clorul, care precedă argonul. Astfel clorura de sodiu, cunoscută tuturor ca sarea de bucătărie, este un exemplu tipic al unor asemenea compuşi.

Deoarece atomii elementelor de tipul sodiului pierd uşor un electron, transformându-se astfel în ioni pozitivi, ele sunt cunoscute sub denumirea de elemente electropozitive, în timp ce elementele de tipul fluorului sunt cunoscute ca elemente electronegative. Hidrogenul joacă un rol dublu, putând fi atât electropozitiv, cât şi electronegativ. El poate să piardă un electron, lăsând liber nucleul de hidrogen (protonul) şi să formeze apoi compuşi cu elemente electronegative, cum ar fi clorul. Asemenea compuşi au o tendinţă marcată de a-şi înlocui hidrogenul printr-un element mai electropozitiv, deoarece este necesară o energie mult mai mare pentru a îndepărta electronul hidrogenului decât, de exemplu, cel al litiului sau al sodiului. Combinaţia între hidrogen şi clor este cunoscută sub denumirea de acid clorhidric, şi corozivitatea acestuia poate fi înţeleasă dacă ţinem seama de faptul că, de exemplu, clorura de sodiu şi hidrogenul neutru au laolaltă o energie mai mică decât acidul clorhidric şi sodiul neutru. Pe de altă parte, hidrogenul este de asemenea capabil de a accepta încă un electron, completându-şi astfel pătura *K*, şi aceasta duce la formarea unor compuşi de tipul hidrurii de litiu, care constă din combinarea unui ion negativ de hidrogen şi a unui ion pozitiv de litiu.

În felul acesta, legile cuantice ale atomului explică şi unele dintre procesele prin care atomii se combină între ei pentru a forma molecule şi deci prin care elementele pot forma compuşi. Astfel unele legi ale chimiei apar ca consecinţe ale legilor cuantice.

ALTE TIPURI DE MOLECULE

Totuşi nu toţi compuşii pot fi explicaţi în felul acesta. Compuşii în care fiecare moleculă conţine unul sau mai mulţi ioni pozitivi şi unul sau mai mulţi ioni negativi, menţinuţi laolaltă prin forţe electrice, sunt cunoscuţi sub denumirea de compuşi ionici. Considerând un alt tip de molecule, cel mai simplu exemplu îl constituie molecula de hidrogen, care conţine doi atomi de hidrogen. Aşa cum s-a mai menţionat în alt capitol, hidrogenul natural nu conţine atomi izolaţi, ci atomi legaţi laolaltă în perechi pentru a forma molecule. Acestea nu constau din ioni; într-adevăr,

nu ar fi plauzibil ca, din cei doi atomi de hidrogen ai unei molecule, unul să fie încărcat pozitiv, iar celălalt negativ. Cum sunt atunci ţinuţi laolaltă atomii dintr-o moleculă de hidrogen? Pentru a înţelege aceasta să considerăm doi atomi de hidrogen care se apropie încet unul de celălalt, aşa cum se arată schematic în figura 50. În figura 50 a atomii sunt încă bine separaţi; punctele indică nucleele (protonii), iar cercurile indică domeniul ocupat de unda electronică în jurul protonului. De fapt, această undă electrică nu are o margine precis delimitată, ci scade treptat, dar pentru scopul nostru reprezentarea aceasta este suficient de bună. Deoarece fiecare dintre cei doi atomi este neutru din punct de vedere electric, ei nu produc nici un câmp electric exterior, şi în acest stadiu nu există între atomi nici un fel de forţe atractive sau repulsive. În figura 50 b atomii încep să se atingă şi în figura 50 c ei se suprapun.

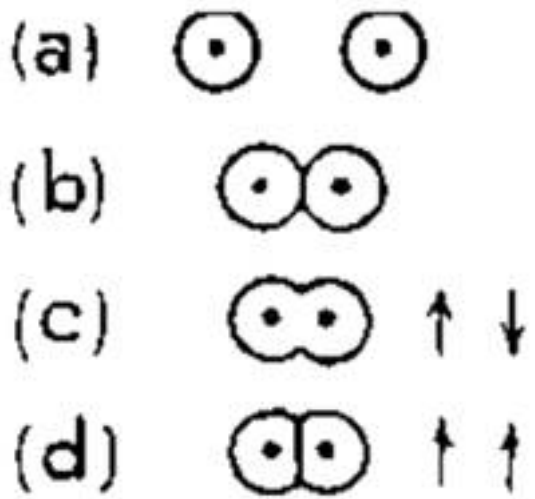


Fig. 50. Molecula de hidrogen

Am văzut în capitolul precedent că energia stării fundamentale a atomului de hidrogen reprezintă o interacţiune între energia potenţială negativă (de atracţie) şi energia cinetică pozitivă.

Dacă unda electromagnetică ar fi mai extinsă, ea ar cuprinde regiuni de atracţie mai slabă şi energia de atracţie ar fi astfel mai mică; dacă ea ar fi mai puţin extinsă, energia potenţială negativă ar fi mai puternică, însă unda ar trebui atunci să conţină lungimi de undă mai mici, deci viteze mai mari şi o energie cinetică mai mare. În cazul poziţiei c însă, regiunea de potenţial puternic atractiv este mai mare şi fiecare electron se poate extinde mai mult, putând avea, în aceeaşi forţă de atracţie, o lungime de undă mai mare (o energie cinetică mai mică). Cazul c ar permite deci să se atingă o energie mai mică.

Totuşi nu trebuie să uităm de principiul de excluziune al lui Pauli, ale cărui efecte sunt cu totul diferite după cum electronii au spinii paraleli sau opuşi. Să considerăm mai întâi spinii opuşi. În acest caz, principiul lui Pauli nu interzice celor doi electroni să se mişte în aceeaşi undă sau în unde foarte asemănătoare şi deci ambii pot utiliza regiunea de atracţie indicată în figura 40. Conchidem deci că în această situaţie energia electronilor este mai mică în cazul c decât în cazul a, cu alte cuvinte că energia celor doi atomi de hidrogen este mult mai mică atunci când aceştia sunt foarte apropiaţi unul de altul decât atunci când sunt mai depărtaţi. Deci atomii se atrag reciproc.

Să vedem însă ce se întâmplă atunci când spinii sunt paraleli. În acest caz, conform principiului lui Pauli, electronii nu se pot mişca în aceeaşi unda şi numai unul dintre ei poate fi în unda care ocupă complet regiunea de atracţie din figura 50 c. Cu alte cuvinte, putem spune că în acest caz trebuie să împărţim regiunea în două părţi, fiecare dintre ele aparţinând unuia din cei doi electroni. Această situaţie este indicată în figura 50 d, unde regiunea de atracţie a fost împărţită în două. Este evident acum că, în limitele regiunii cu potenţial puternic atractiv, fiecare electron are mai puţin spaţiu disponibil decât într-un atom izolat. în acest caz energia trebuie să fie mai mare decât atunci când atomii sunt separaţi. Vedem astfel că doi atomi de hidrogen se vor atrage atunci când spinii lor sunt de semne opuse şi se vor respinge atunci când spinii lor sunt paraleli.

Aceasta explică de ce atracţia este puternică numai între doi atomi de hidrogen. Nu putem forma o moleculă de hidrogen care să conţină trei atomi, deoarece nu există decât două direcţii posibile ale spinului. Într-adevăr, să presupunem că am porni, ca în figura 51, cu o moleculă normală de hidrogen, în care am văzut că cei doi spini trebuie să fie opuşi. Dacă se apropie încă un atom de hidrogen, spinul electronului acestuia fiind în mod necesar paralel cu al unuia sau al altuia dintre electronii din moleculă, spaţiul ocupat de aceştia este interzis celui de-al treilea electron conform principiului lui Pauli.

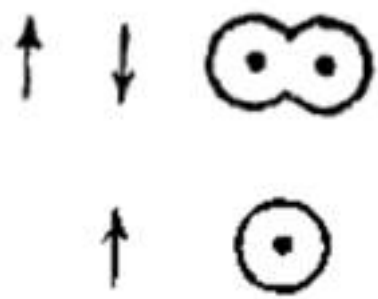
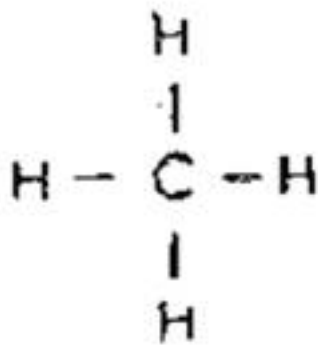


Fig. 51. De ce nu pot intra mai mult de doi atomi de hidrogen într-o moleculă

Această descriere se adaptează perfect conceptului de valenţă chimică, care a fost introdus pentru a descrie comportarea chimică a atomilor. Conform acestui concept, fiecare atom are un anumit număr de valenţe (sau legături) posibile şi putem descrie compuşii posibili reunind câte o asemenea legătură din fiecare atom cu cea a altui atom. Regula poate fi descrisă ca şi cum fiecare atom ar avea un număr de ,,sfori“ care atârnă de el, iar molecula s-ar forma prin legarea acestor sfori pentru a ţine atomii laolaltă. O moleculă stabilă ar fi atunci cea în care nu ar mai rămâne asemenea ,,sfori“ libere. Chimiştii scriu formule în care aceste valenţe sau legături sunt indicate prin linii, iar o formulă corectă trebuie să conţină numărul corect de linii ce pornesc din fiecare simbol. Hidrogenul are o singură asemenea legătură şi simbolul pentru molecula de hidrogen este **H — H**. Conform regulii menţionate, aceasta reprezintă o moleculă. completă, fără legături libere, şi deci nu ar trebui să fie activă din punct de vedere chimic. Această concluzie este în concordanţă atât cu comportarea chimică a hidrogenului, cât şi cu concluziile la care ne-a dus teoria cuantică.



Fi g. 52 Simbolul chimic al metanului

Un caz mai interesant îl constituie compuşii carbonului, al cărui simbol chimic este C şi care are patru asemenea legături, atomul de carbon având patru electroni în pătura *L*. Aceştia se pot mişca în patru stări diferite (caracterizate de exemplu respectiv prin $l = 0; l = 1, m = 1; l = 1, m = 0; l = 1, m = -1$; toţi spinii lor pot să aibă orice sens, fără a viola principiul lui Pauli. Fiecare dintre aceşti electroni poate deci să pună în comun o parte din „Spaţiul său vital“ cu acela al unui alt atom din apropiere, cu condiţia ca sensul spinilor să fie ajustat în mod adecvat. În figura 52 este reprezentat simbolul chimic al metanului, un gaz întâlnit frecvent în minele de cărbuni şi în puţurile de petrol, care se găseşte de asemenea şi în gazele de ardere uzuale. S-au desenat patru legături care pornesc de

la atomul de carbon, fiecare fiind ataşată legăturii unui atom de hidrogen, astfel încât nu rămâne nici o legătură liberă.

Asemenea compuşi care conţin carbon şi hidrogen sunt de o deosebită importanţă în chimia organică. Denumirea de *„organică"* arată că acest tip de compuşi se găsesc într-o mare varietate atât în compoziţia organismelor vii, cât şi în substanţele ce intră în alimentaţia şi excreţia acestora. Nu este prea exagerat să afirmăm că compuşii ionici pe care i-am discutat mai înainte constituie esenţialmente baza *chimiei anorganice*, iar cei bazaţi pe punerea în comun a unei părţi din câmpul atractiv al electronilor constituie baza *chimiei organice.*

Devine de asemenea evidentă explicaţia faptului că gazele nobile, ca heliul, sunt cu totul inactive din punct de vedere chimic. Un atom de heliu nu poate pierde uşor un electron, deoarece acesta ar trebui să fie îndepărtat de pe pătura *K*, aflată foarte jos; însă nici nu poate accepta un electron suplimentar, deoarece acesta ar trebui să se situeze pe pătura

L, pe care nu mai există practic nici o forţă de atracţie, cei doi electroni K care înconjură îndeaproape nucleul neutralizând aproape complet câmpul-de atracţie al acestuia. Prin urmare, heliul nu poate forma compuşi ionici; el nu poate însă nici să împartă câmpul său de atracţie cu electronii vreunui alt atom, deoarece în el există deja doi electroni cu spini de semne opuse şi care utilizează deja câmpul de atracţie în măsura permisă de principiul lui Pauli. În cazul a doi atomi de heliu (sau a oricăror doi atomi de gaz nobil) vom întâlni totdeauna forţe de repulsie când aceştia se apropie foarte mult unul de altul, deoarece, dacă am face ca atomii să se suprapună, am reduce de fapt spaţiul disponibil pentru fiecare electron şi deci am forţa electronii să ocupe stări cu lungimi de undă mai mică (adică cu energie cinetică mai mare). Acelaşi lucru se aplică cazului ionilor de tipul sodiului sau al fluorului. Un ion pozitiv de sodiu şi un ion negativ de fluor au electronii în aceeaşi stare ca şi doi atomi de neon. Atunci când sunt suficient de depărtaţi pentru ca undele lor electronice să nu se suprapună, singura forţă dintre ei este atracţia între sarcina electrică negativă şi cea pozitivă; dar atunci când ei se apropie atât de mult încât undele lor electronice se suprapun, forţa de atracţie este contracarată de o forţă de respingere de tipul celei ce acţionează între doi atomi de neon.

SOLIDE, METALE, LICHIDE

Aceste consideraţii ne conduc deci în mod natural la înţelegerea cel puţin a uneia dintre formele tipice de materie solidă. Să considerăm sarea de bucătărie (clorura de sodiu), care, aşa cum am văzut, este constituită din ioni pozitivi de sodiu şi ioni negativi de

clor. Din studiile de difracţie a radiaţiilor se constată că aceştia trebuie să formeze o reţea regulată de ioni, ca în figura 53. Elementul de bază a acesteia este un cub ca cel schiţat în figură, având un ion în fiecare colţ, în aşa fel ca oricare doi ioni vecini să aibă semne opuse. Acest cub se repetă în mod regulat la infinit. Este, într-adevăr, un aranjament foarte favorabil, deoarece fiecare ion negativ este astfel înconjurat de şase ioni pozitivi şi viceversa: fiecare ion se află într-un câmp de atracţie. Dacă am lua în consideraţie numai atracţia electrică, întreaga structură ar trebui să se năruie imediat, deoarece forţa de atracţie tinde să apropie fiecare ion din ce în ce mai mult de vecinii săi. Această atracţie încetează însă când atomii încep să-şi suprapună câmpurile, deoarece atunci începe să joace rol respingerea dintre păturile complete. Clorura de sodiu va fi în stare normală atunci când ionii se află la o asemenea distanţă unul de altul, încât undele electronice să fie la limita suprapunerii. Pentru a o comprima mai departe ar trebui să învingem forţele de respingere datorite suprapunerii; pentru a o dilata ar trebui să învingem atracţia electrică dintre ioni. Din datele de care dispunem cu privire la dimensiunile undei electronice din fiecare atom, putem afla care este distanţa dintre ioni şi, de aici, volumul unei cantităţi date de clorură de sodiu; acest rezultat se dovedeşte a fi şi el corect. Putem compara de asemenea energia structurii din figura 53 cu aceea care ar corespunde unui aranjament mai complicat al ionilor. În toate cazurile pentru care s-a efectuat această comparaţie s-a constatat că structura din figura 53 corespunde energiei minime posibile şi că deci ea trebuie să fie cea existentă efectiv în natură.

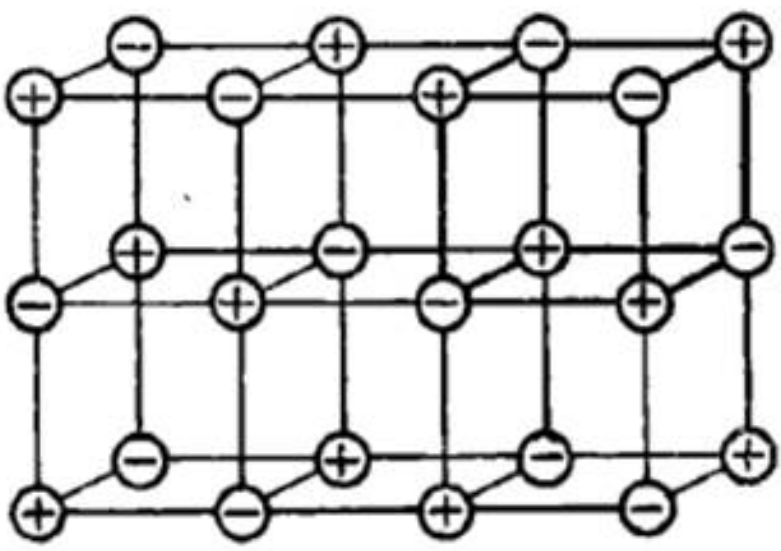


Fig. 53. Structura clorurii de sodiu (sarea de bucătărie)

Totuşi, acesta nu este unicul tip de materie solidă. Un alt tip existent este cel datorit legăturilor sau valenţelor chimice pe care le-am discutat în legătură cu figurile 50—52, un exemplu constituindu-1 diamantul, care este carbon pur. Aici atomii de carbon sunt aranjaţi într-o structură regulată şi fiecare dintre ei îşi împarte cele patru legături cu câte unul din vecinii săi.

Încă o formă interesantă de materie solidă se întâlneşte la metale, de exemplu la sodiu, aluminiu, cupru, argint etc. Toate aceste elemente sunt electropozitive, adică atomii lor pierd destul de uşor unul sau mai mulţi electroni. Electronii nu mai sunt deci legaţi de un anumit atom, ci sunt liberi să se mişte în întreaga bucată de metal, oricât ar fi aceasta de mare. Rezultatul net este că şi aici electronii pot pune în comun spaţiul disponibil. Atunci când se efectuează complet calculele bazate pe consideraţii cuantice, rezultă o atracţie care ţine strâns laolaltă toţi atomii dintr-o bucată de metal.

La efectuarea calculelor trebuie din nou să se ţină seama de principiul de excluziune. Rolul acestuia poate fi explicat simplificând foarte mult problema. Vom ignora forţele care acţionează asupra electronilor atunci când aceştia, mişcându-se prin metal, trec în apropierea diverşilor atomi (care constau acum numai din nuclee şi păturile lor completate de electroni); astfel vom considera că electronii se mişcă liber într-o cutie mare. Fiecare electron va fi reprezentat atunci printr-o undă de o asemenea lungime, încât în cutie să încapă exact un număr întreg de unde sau un număr întreg plus o jumătate. Şi aici există o stare de minimă energie, corespunzătoare unui electron a cărui lungime de undă este egală cu dublul dimensiunilor cutiei; conform principiului de excluziune, în această stare nu pot exista decât doi electroni. Următoarea stare este cea cu lungimea de undă egală cu lungimea cutiei, şi în ea pot exista de asemenea doi electroni etc. Pentru a găsi starea de mişcare a tuturor electronilor trebuie să completăm toate aceste stări până când vor fi plasaţi cu toţii. Rezultă că electronii cei mai rapizi ce pot fi conţinuţi în metal au o lungime de undă aproximativ egală cu distanţa dintre doi atomi învecinaţi.

Fermi şi Dirac au fost primii care au atras atenţia că, chiar într-un volum de mărimea unei bucăţi macroscopice de metal şi chiar pentru un număr foarte mare de electroni, trebuie să ţinem seama de principiul de excluziune, iar legile statistice care guvernează comportarea unui număr mare de particule ce se supun principiului de excluziune formează aşa-numita statistică Fermi-Dirac.

La prima vedere pare surprinzător ca un asemenea principiu să fie aplicabil acestui caz. Am putea aplica raţionamentul nostru unui

fir metalic de câţiva centimetri. Este greu de imaginat că unui electron de la un capăt al firului i-ar fi interzis să aibă aceeaşi viteză ca un electron de la celălalt capăt (afară de cazul că au spinii opuşi), deoarece pare neverosimil ca doi electroni atât de depărtaţi unul de altul să se poată influenţa reciproc într-un mod oarecare. Acest paradox se rezolvă dacă ne amintim de principiul de nedeterminare. Cunoaşterea poziţiei unui electron, chiar numai atât încât să ştim în care jumătate din bucata de metal îl putem găsi, implică în mod necesar o oarecare imprecizie asupra vitezei sale. Se poate demonstra că această nedeterminare este suficienta pentru a ne împiedica să ştim data electronul se află într-una anume din undele care se adaptează cutiei sau în următoarea. Nu se va putea deci pune niciodată în evidenţă, în acest caz, o violare a principiului de excluziune. De fapt, în loc să spunem că vitezele ambilor electroni sunt bine precizate şi că ele trebuie să fie diferite, am putea la fel de bine să specificăm mişcarea electronilor indicând vitezele lor aproximative, precum şi unele informaţii vagi privind poziţia fiecăruia. Precizia acestor afirmaţii trebuie aleasă astfel, încât principiul de incertitudine să fie satisfăcut. În acest caz putem spune că, dacă electronii sunt în locuri diferite, principiul de excluziune nu impune nici o restricţie asupra vitezelor lor. Numai dacă ei trebuie să fie în acelaşi loc (în limitele preciziei cu care am determinat poziţiile lor) vitezele lor trebuie să fie sensibil diferite.

Faptul că electronii dintr-un metal se supun principiului de excluziune, sau statisticii Fermi-Dirac, a înlăturat unul dintre principalele obstacole ce stăteau în calea înţelegerii comportării metalelor. Deoarece conductibilitatea electrică a metalelor este foarte mare, se trăsese de multă vreme concluzia că metalele trebuie să conţină un mare număr de electroni care se pot mişca destul de liber. Pe de altă parte, am văzut în cap. 5 că, dacă încălzim un recipient care conţine un mare număr de particule, energia ar trebui să crească cu $\frac{3}{2}kT$ per particulă; aici k este constanta lui Boltzmann, iar T temperatura absolută. Dacă numărul electronilor dintr-un metal este comparabil cu numărul atomilor, aşa cum stau lucrurile în realitate, contribuţia electronilor la căldura specifică a metalului ar trebui să fie foarte mare. Căldura specifică a metalelor este însă foarte apropiată de cea a solidelor nemetalice şi poate fi explicată numai prin mişcarea atomilor.

Aceeaşi dificultate a fost întâlnită în cap. 5, referitor la electronii din interiorul oricărui atom, însă acum ştim că asemenea electroni sunt limitaţi la nivele de energie bine definite şi că la temperatura ordinară distanţa dintre asemenea nivele este cu mult mai mare decât kT. Rezultă că atomul, pur şi simplu, nu poate

accepta cantitatea de energie pe care ar trebui s-o aibă conform teoriei cinetice bazate pe mecanica clasică. în cazul metalelor, situaţia este diferită, deoarece aici avem de-a face cu o „cutie" foarte mare şi nivelele succesive ale unui electron într-o asemenea cutie sunt foarte apropiate între ele. Totuşi, electronii umplu complet aceste nivele de energie până la o înălţime destul de mare. În figura 54 liniile pline indică nivelele ocupate, iar liniile punctate nivelele vacante. Dacă se încălzeşte metalul, fiecare electron are şanse mari de a dobândi o energie suplimentară *kT*, dar numai câţiva vor putea să se folosească de aceasta. Un electron situat în apropierea limitei superioare a nivelelor ocupate, de exemplu în starea notată *A,* poate trece într-o stare *B* dacă distanţa dintre cele două stări este de aproximativ *kT*. Dar, de exemplu, electronul în starea *C* nu poate fi ridicat pe un nivel superior atunci când primeşte aceeaşi cantitate de energie suplimentară, deoarece în felul acesta el ar trebui să ajungă pe un nivel deja ocupat; pentru ca acest electron să poată fi ridicat pe un nivel energetic superior, ar fi necesară o cantitate de energie mult mai mare. Din aceste consideraţii rezultă că numai o foarte mică fracţiune de electroni, anume cei situaţi până la o distanţă egală cu *kT* faţă de limita superioară a nivelelor ocupate, poate contribui la căldura specifică; în general, numărul acestor electroni este prea mic pentru a fi luat în consideraţie. Totuşi, în condiţii deosebit de favorabile, această căldură specifică electronică poate fi pusă în evidenţă.

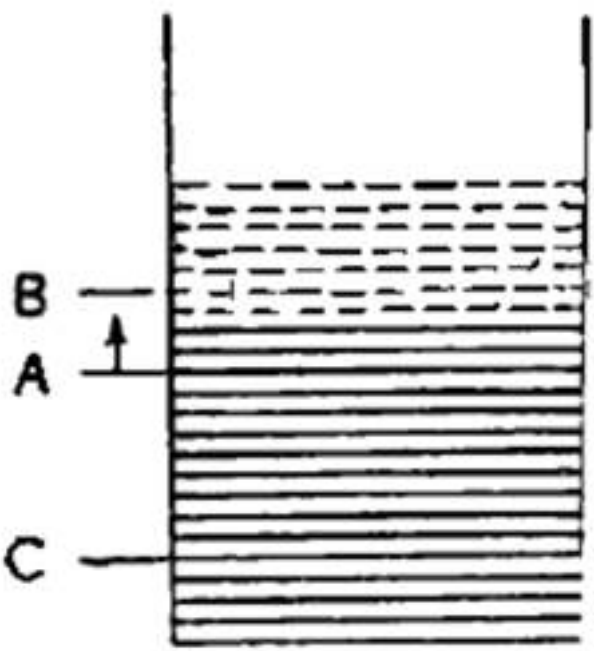


Fig. 54. Mulţi electroni într-o cutie. Statistica Fermi.

Am descris numai unul dintre numeroasele exemple pe care le oferă teoria cuantică a metalelor. Aceasta constituie azi un domeniu vast şi interesant în care teoria cuantică a reuşit să ordoneze o serie de fapte experimentale între care în aparenţă nu exista nici o legătură. Acest domeniu cuprinde însă şi una dintre cele mai importante probleme nerezolvate în legătură cu fenomenul supraconductibilităţii. S-a constatat că atunci când sunt răcite sub o anumită temperatură, care e de obicei doar cu câteva grade deasupra lui zero absolut, unele metale îşi pierd brusc şi în mod spectaculos rezistenţa electrică. O dată răcite sub această temperatură, comportarea lor este anormală şi în alte privinţe. Acesta este unul dintre puţinele fenomene legate de comportarea corpului solid, pentru care nu s-a găsit o explicaţie pe deplin satisfăcătoare, deşi în ultimii ani s-au emis unele ipoteze ce par să conţină cel puţin un sâmbure de adevăr. Este însă foarte probabil că nu avem de-a face aici cu un eşec al legilor teoriei cuantice, ci mai degrabă această problemă — care implică neapărat prezenţa unui mare număr de atomi şi electroni şi depinde puternic de interacţiile lor mutuale — este atât de complicată, încât nu suntem încă suficient de ingenioşi pentru a o aborda aşa cum trebuie.

O altă problemă interesantă în legătură cu corpurile solide este cea a căldurii lor specifice la temperaturi joase. După cum am văzut în cap. 5, căldura specifică a celor mai multe corpuri solide la temperatura camerei sau la temperaturi mai ridicate este de *3k* per atom, aşa cum cere legea Duhong şi Petit. Dar pe măsură ce corpurile acestea sunt răcite la temperaturi mai scăzute, căldura lor specifică scade şi se apropie de zero atunci când temperatura tinde spre zero absolut. În figura 55 este arătată comportarea caracteristică a căldurii specifice a unui solid. Şi această comportare poate fi acum înţeleasă.

Aşa cum am arătat în cap. 5, căldura specifică este o consecinţă a faptului că atomii pot vibra în jurul poziţiilor lor de echilibru. Fiecare atom ocupă o anumită poziţie în reţeaua regulată, iar forţa atomilor învecinaţi tinde să-l menţină acolo, astfel încât, atunci când atomii sunt perturbaţi, ei vor oscila în jurul acestei poziţii. Dacă studiem această problemă în lumina mecanicii cuantice, avem o situaţie ca cea reprezentată in figura 40 şi ne vom aştepta din nou să întâlnim nivele de energie bine precizate. În timp ce teoria cinetică cere ca atomul să vibreze cu o energie egală în medie cu *kT*, energia minimă pe care el poate de fapt s-o accepte este aceea care l-ar aduce pe primul nivel de energie excitat. Dacă aceasta este mult mai mare decât *kT*, cum este cazul la temperaturi joase, probabilitatea ca el să dobândească atât de multă energie devine foarte mică.

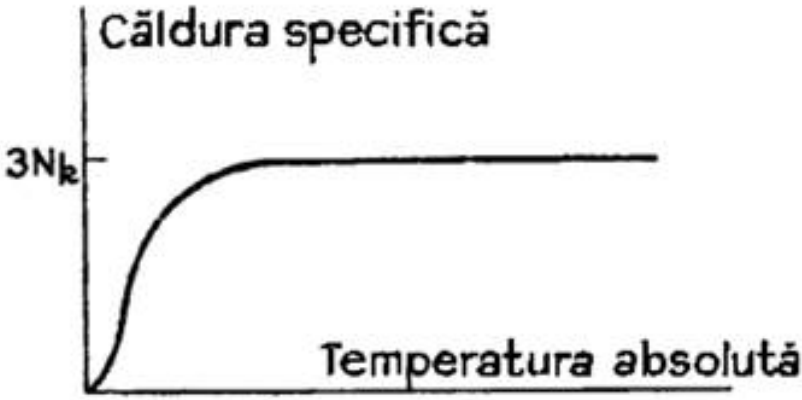


Fig. 55. Căldura specifică a unui corp solid

Situaţia este asemănătoare radiaţiei corpului negru, care a fost discutată mai amănunţit; din motivele pe care le-am expus acolo, energia termică este mult mai mică decât cea prevăzută de mecanica clasică. Explicaţia simplă a căldurii specifice a solidelor se datoreşte lui Einstein.

Tabloul prezentat de noi este mult simplificat, deoarece în raţionamentele pe care le-am făcut am considerat că fiecare atom se mişcă independent de vecinii săi. Într-o tratare completă trebuie să ţinem seama şi de mişcarea tuturor atomilor învecinaţi. Descrierea mai completă, elaborată pentru prima oară de către Debye, explică foarte bine toate faptele cunoscute.

Până acum am vorbit numai despre gaze şi despre solide, nu şi despre starea lichidă. În linii mari, explicaţia topirii a fost deja dată în cap. 5, iar mecanica cuantică nu modifică cu mult tabloul prezentat acolo. Tratarea matematică a comportării lichidelor este mult mai dificilă decât cea a gazelor sau a solidelor. Problema gazelor este simplificată de faptul că moleculele se mişcă în cea mai mare parte din timp independent una de alta şi se ciocnesc doar ocazional. Cea a solidelor este simplificată de faptul că fiecare dintre atomi nu se poate mişca departe de poziţia sa corespunzătoare structurii regulate (reţelei). În cazul lichidelor nu se poate aplica nici una dintre aceste simplificări, ci trebuie tratată mişcarea complicată a unui număr foarte mare de atomi, care se lovesc continuu unii de alţii. De aceea descrierea stării lichide este mai puţin completă decât cea a gazelor sau a solidelor.

Între lichide, un caz cu totul excepţional îl constituie heliul lichid. În descrierea pe care am dat-o în cap. 5, topirea (adică distrugerea structurii regulate a solidului) a fost atribuită agitaţiei termice a atomilor; heliul însă rămâne în stare lichidă până la zero absolut şi nu se solidifică decât sub o presiune foarte mare.[8]

Ne vom limita la aceste exemple pentru a ilustra modul în care mecanica cuantică a îndepărtat dificultăţile şi ambiguităţile dinaintea apariţiei ei în încercările de a înţelege structura materiei. Legile pe care le-am descris până aici s-au dovedit aplicabile comportării atomilor în aproape toate situaţiile care pot fi întâlnite în viaţa de toate zilele sau în laborator, dând rezultate în bună concordanţă cu experienţa. În acelaşi timp, fizicianul experimentator le poate folosi pentru a elabora sau a perfecţiona dispozitive în care proprietăţile materiei sau ale atomilor sunt folosite în scopuri practice sau pentru noi măsurători.

TRECEREA PRINTR-0 BARIERĂ DE POTENŢIAL

În încheierea acestui capitol vom discuta încă o aplicaţie, nu ca un scop în sine, ci pentru că ne va ajuta să înţelegem un anumit rezultat al mecanicii cuantice care va juca un rol important în capitolele ce urmează.

Să ne întoarcem pentru moment la cazul unei particule care se mişcă sub acţiunea unei forţe de atracţie, ca în problema ilustrată în figura 40 a (pentru un caz tipic am reprezentat unda electronică în fig. 4l c). În legătură cu aceasta am mai arătat că, în cazul mişcării cu o energie *E*, în mecanica clasică particula ar trebui să se limiteze între punctele *A* şi *B*, deoarece în afara acestor puncte energia potenţială ar întrece-o pe cea totală, astfel încât energia cinetică a particulei ar trebui să fie negativă. Într-adevăr, la dreapta lui *B* şi la stânga lui *A* amplitudinea undei scade foarte rapid şi, ţinând seama de semnificaţia undei ca măsură a probabilităţii, rezultă că particula are şanse foarte mici de a se găsi mult dincolo de *A* sau *B*. Totuşi trebuie notat că există o mică probabilitate ca ea să ajungă acolo, adică să pătrundă într-o regiune pentru care, în vechea mecanică, energia sa ar fi insuficientă. Oare acest fapt trebuie interpretat în sensul că legea conservării energiei nu este valabilă în mecanica ondulatorie? Sau în sensul că energia cinetică a unei particule poate fi într-adevăr negativă?

Răspunsul la acest paradox ni-1 dă şi aici principiul de nedeterminare. Nu putem aplica nici unei situaţii reale legea conservării energiei măsurând cu precizie energia cinetică şi cea potenţială şi adunându-le, deoarece pentru prima trebuie să cunoaştem viteza şi pentru cea de-a doua poziţia particulei; or, principiul de nedeterminare arată că nu putem cunoaşte cu precizie ambele mărimi. Dacă am încerca să prindem particula în regiunea de la dreapta lui *B*, care în mecanica clasică era „interzisă", ar trebui să-i determinăm poziţia cu o bună precizie (deoarece ea nu poate ajunge cu mult dincolo de *B*), iar aceasta ar necesita o metodă de măsurare care ar modifica suficient de mult energia

particulei, astfel încât, atunci când am găsit particula, nu mai putem fi siguri că energia sa este într-adevăr mai mică decât energia potenţială în punctul în care a fost ea observată.

În condiţiile din figura 40 a, problema este deci întrucâtva academică, dar ea capătă un aspect cu mult mai practic atunci când energia potenţială întrece energia totală a particulei numai pe o distanţă mică şi apoi descreşte iarăşi. Această situaţie este ilustrată în figura 56. Aici există o anumită regiune de respingere a particulei, adică o barieră de potenţial prin care particula nu ar putea trece, conform mecanicii clasice, dacă energia sa ar fi mai mică decât înălţimea barierei (de exemplu dacă energia sa ar fi dată de linia punctată din figură). Conform mecanicii cuantice, există totuşi o mică probabilitate ca particula să străbată bariera. O dată ajunsă acolo, ea îşi poate continua drumul.

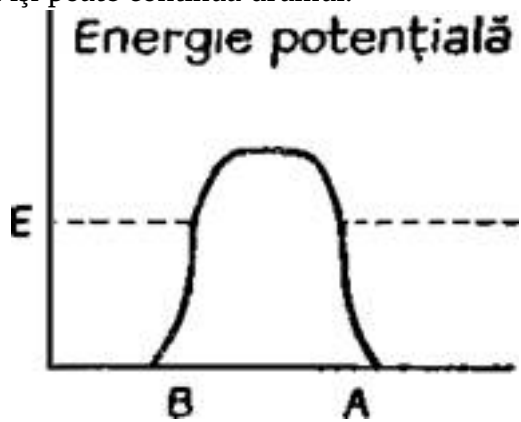


Fig. 56. Barieră de potenţial

Tn figura 57 se vede o undă care soseşte din partea stângă a barierei, Ca şi în cazurile precedente, există şi aici un punct *B* în care energia potenţială şi energia totală sunt egale şi unde curbura undei se inversează. Unda descreşte astfel rapid, întocmai cum descreşte la dreapta lui *B* în figura 41 c, dar aceasta se continuă numai până ce se atinge punctul *A*, în care energia potenţială este din nou mai mică decât energia totală. De aici înainte este din nou posibilă existenţa unei unde oscilante, deşi aceasta este cu mult mai slabă decât cea din stânga. Astfel se vede că particula are o mică probabilitate de a trece prin bariera de potenţial.

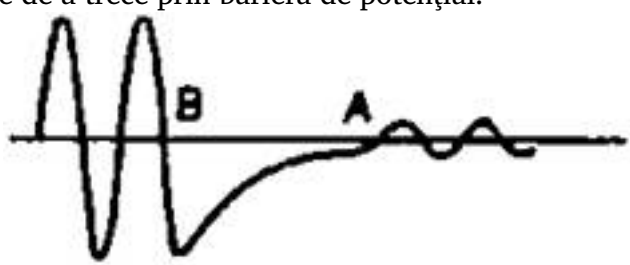


Fig. 57. Undă în bariera de potenţial din fig. 56

Probabilitatea aceasta descreşte foarte rapid cu înălţimea şi cu lărgimea barierei de potenţial. Ea este apreciabilă numai atunci când lărgimea barierei, adică distanţa dintre *B* şi *A*, nu este cu mult mai mare decât lungimea de undă a unei particule a cărei energie cinetică este egală tocmai cu înălţimea barierei, deasupra liniei punctate din figura 56. Dacă lărgimea barierei, adică distanţa dintre *B* şi *A*, este egală tocmai cu această lungime de undă, probabilitatea particulei de a trece prin barieră este de aproximativ 2/1.000.000 şi descreşte rapid cu creşterea înălţimii şi a lărgimii barierei. Este deci evident că o asemenea trecere printr-o barieră de potenţial nu trebuie luată în consideraţie decât în domeniul atomic. Pentru obiecte mai mari, atunci când avem de-a face cu lungimi de undă mai mici şi distanţe mai mari, probabilitatea devine fantastic de mică.

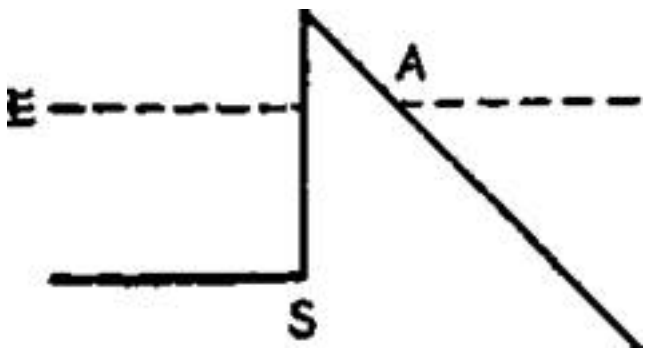


Fig. 58. Emisia rece de electroni

Un caz tipic în care se manifestă acest proces este cazul aşa-numitei emisii reci de electroni din metale. Am mai menţionat faptul că un metal obişnuit conţine anumiţi electroni care sunt răspunzători de conductibilitatea sa electrică. În condiţii normale, asupra acestor electroni se exercită o forţă de atracţie care îi împiedică să părăsească metalul, iar pentru a îndepărta un electron ar trebui efectuat un lucru mecanic împotriva acestei forţe. Electronii pot scăpa dacă metalul este încălzit la o temperatură înaltă, deoarece în acest caz, datorită mişcării lor termice, unii dintre ei pot avea suficientă energie pentru a învinge atracţia. Acest fapt se exploatează în filamentul lămpilor de radio obişnuite, care este încălzit tocmai în scopul de a face posibilă emisia electronilor. Electronii pot însă scăpa şi dacă metalul este plasat într-un câmp electric intens, de exemplu dacă el constituie una dintre plăcile unui condensator de tipul celui din figura 11. Energia potenţială a electronilor se va prezenta atunci ca în figura 58, unde se vede o secţiune prin suprafaţa metalului. La stânga suprafeţei S, energia potenţială este constantă şi un electron cu energia indicată prin linia punctată este liber să se mişte încoace şi încolo. Când se

apropie însă de suprafaţa S, energia potenţială creşte rapid, deoarece aici există o forţă de atracţie care se opune ieşirii sale. În afara metalului, potenţialul scade din nou, datorită efectului câmpului electric de atracţie, şi dincolo de punctul A este din nou posibilă mişcarea unui electron, având energia E. Şi aici există o mică probabilitate ca electronul să străbată bariera de potenţial de la S la A. Această probabilitate creşte dacă se aplică un câmp electric mai intens, deoarece linia care reprezintă potenţialul în exterior are în acest caz o pantă mai abruptă şi punctul A se mută mai aproape de S, adică lărgimea barierei scade. Probabilitatea este de asemenea mai mare în cazul unui metal pentru care bariera este mai puţin înaltă, adică pentru care este necesară o energie mai mică pentru a îndepărta un electron.

Această emisie rece a fost bine studiată şi dependenţa numărului de electroni care sunt emişi în unitatea de timp de intensitatea câmpului este în bună concordanţă cu predicţiile teoriei.

Această situaţie mai poate fi descrisă şi cu ajutorul relaţiei de nedeterminare între energie şi timp, la care ne-am referit la sfârşitul cap. 7. Am arătat acolo că energia nu poate fi determinată cu precizie într-un timp scurt. Dacă deci energia particulei nu este constantă, ci variază foarte puţin într-un interval de timp foarte scurt, nu vom putea niciodată detecta această variaţie. Ca să ne exprimăm neştiinţific, o particulă poate „împrumuta" energie, iar dacă produsul dintre cantitatea de energie *e* pe care a împrumutat-o şi timpul *t* după care restituie împrumutul este mai mic decât *h*, nici o măsurătoare directă nu poate pune în evidenţă acest lucru. în acest sens putem interpreta trecerea unui electron printr-o barieră de potenţial, imaginându-ne că electronul a „împrumutat" cantitatea de energie necesară pentru a se ridica deasupra barierei; dacă bariera este îngustă, deci străbaterea ei nu durează mult timp, el poate restitui atât de repede „împrumutul", încât nimeni să nu fi observat nimic.

Această posibilitate de a „împrumuta" energie se va dovedi importantă în discuţiile ulterioare şi constituie un mod de a prezenta lucrurile adecvat tuturor problemelor de mecanică cuantică. Atunci când discutăm schimbările posibile ale stării unui electron sau a altei particule, trebuie să ţinem seama de posibilitatea unei asemenea schimbări, chiar atunci când ea pare să contravină legii conservării energiei, cu condiţia ca această stare să nu dureze mult şi ca particulele să se poată întoarce, după un timp scurt, la o altă stare în care bilanţul energetic să se echilibreze.

Despre o stare care nu poate exista decât un timp atât de scurt, se vorbeşte, de obicei, ca despre o stare „virtuală". Asemenea stări virtuale vor juca un rol important ceva mai departe.

9
Electronii la viteze mari

ENERGII NEGATIVE. DIFICULTĂŢI

Când am descris în cap. 7 legile mecanicii cuantice, ne-am folosit de relaţia care dă impulsul ca masa înmulţită cu viteza. Această relaţie este corectă în cadrul vechii mecanici, dar nu şi pentru viteze foarte mari, când trebuie să se ţină seama de teoria relativităţii. În cazul unui electron care se mişcă într-un atom uşor, de exemplu în atomul de hidrogen, relativitatea nu joacă un rol important, viteza electronului fiind mult mai mică decât cea a luminii. Am văzut că energia de legătură a electronului într-un atom normal de hidrogen este

$$\frac{2\pi^2 me^2}{h^2}$$

şi se poate demonstra că energia cinetică medie a electronului este egală tocmai cu această cantitate. Energia cinetică este de asemenea egală cu

$$\frac{1}{2}mv^2,$$

deci viteza medie a electronului este u = • Comparând viteza electronului

$$v = \frac{2\pi e^2}{h}$$

Comparând viteza electronului *v* cu viteza luminii *c*, avem:

$$\frac{v}{c} = \frac{2\pi e^2}{hc}$$

Această expresie este o mărime fără dimensiuni, adică nu depinde de unităţile de măsură (indiferent dacă măsurăm viteza în centimetri pe secundă sau kilometri pe oră), întrucât ea reprezintă un raport între două viteze. Dacă introducem în această relaţie valorile sarcinii electrice a electronului, vitezei luminii şi constantei lui Planck, se obţine pentru acest număr valoarea *1/137*. Vedem deci că viteza unui electron din atomul de hidrogen este mai mică decât o sutime din viteza luminii şi corecţia datorită relativităţii este, aşadar, foarte mică.

Există însă probleme cu totul de alt tip. Una dintre ele o constituie mişcarea unui electron din pătura *K* a unui atom greu, de exemplu al plumbului, la care sarcina nucleului este de 82 de ori

mai mare decât sarcina protonului. Energia de legătură a unui electron din pătura *K* a atomului de plumb este deci de 82 de ori mai mare decât cea a electronului din atomul de hidrogen. în consecinţă, acelaşi calcul al raportului *v/c* ar da aici *82/137*. Rezultă că electronul se mişcă aici cu o viteză mai mare decât jumătate din viteza luminii şi efectul relativist devine important.

Putem de asemenea accelera electronii în laborator până Ia viteze similare sau chiar mai mari. Se poate arăta uşor, pornind de la concluziile la care s-a ajuns în cap. 6, că, dacă un electron se mişcă cu o viteză apropiată de cea a luminii, energia lui cinetică trebuie să fie mai mare decât mc^2, unde *m* este masa de repaus. Pentru a accelera electronul până la o asemenea energie cu ajutorul unui câmp electric, diferenţa de potenţial electric pe care trebuie s-o străbată particula este egală cu $\frac{mc^2}{e}$, ceea cereprezintă aproximativ 500.000 de electronvolţi. Se obişnuieşte să se exprime energia electronului prin diferenţa de potenţial electric care I-ar accelera până la această energie; spunem astfel că energia unui electron este de atâţia electronvolţi sau de atâtea milioane de electronvolţi (MeV). Un electron accelerat până la câţiva MeV se va mişca deci cu o viteză apropiată de cea a luminii.

Această accelerare se poate realiza fie trecând o descărcare electrică printr-un tub vidat care conţine electroni şi aplicând o tensiune de câteva milioane de electronvolţi, fie cu ajutorul unei aparaturi mai ingenioase care va fi menţionată în capitolul următor. Electroni cu energii similare se găsesc de asemenea în radiaţiile beta ale radiului şi ale altor substanţe radioactive. Dacă vrem să descriem undele asociate unor asemenea electroni, trebuie să facem uz de legea relativistă corectă care leagă energia de impuls şi care este (vezi cap.6):

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m^2c^2$$

unde *E* reprezintă energia totală, inclusiv cea de repaus, iar *p* este impulsul. Această relaţie este reprezentată în figura 59.

Întâlnim aici o dificultate de tip special: pătratul unui număr negativ este pozitiv. Întrucât relaţia determină doar pe E^2, am putea alege *E* atât pozitivă, cât şi negativă. Cu alte cuvinte, cele două curbe din figura 60 sunt Ia fel de compatibile cu relaţia dintre energie şi impuls.

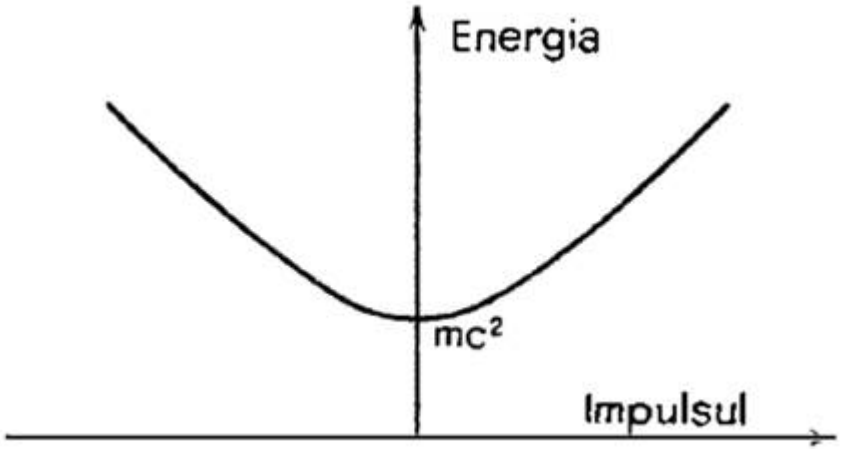


Fig. 59. Energie şi impuls

Ar putea oare şi ramura de jos să aibă vreo legătură cu realitatea? Ea descrie o situaţie în care energia totală a unei particule libere este negativă şi descreşte pe măsură ce impulsul particulei creşte, adică pe măsură ce particula este accelerată. O asemenea particulă ar avea proprietăţi foarte ciudate. Ea s-ar comporta ca şi cum ar avea o masă negativă; acceleraţia sa s-ar produce într-un sens opus celui al forţei aplicate. Dacă am „trage de ca“, ar fugi de noi. Dacă un asemenea electron ar ajunge în apropierea unui electron normal, el l-ar respinge şi deci electronul normal s-ar îndepărta, însă forţa de respingere a electronului normal ar face ca această particulă ipotetică să se apropie de el. Cele două particule ar continua deci să accelereze în acelaşi sens, creşterea energiei cinetice a electronului normal fiind compensată de creşterea energiei negative a celuilalt.

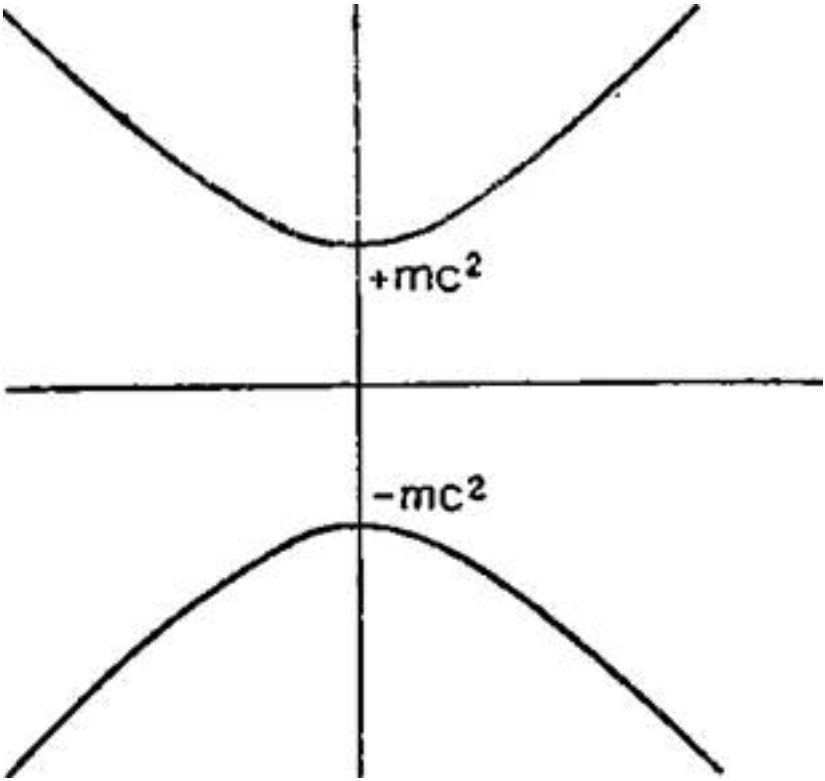


Fig. 60. Energie şi impuls. Ce semnificaţie are ramura inferioară?

Această comportare este diferită de tot ceea ce am întâlnit vreodată şi, dacă asemenea particule există într-adevăr, materia nu ar putea niciodată să se fixeze la o formă stabilă oarecare, deoarece aceste particule ar putea crea totdeauna mari perturbaţii pornind într-o mişcare rapidă şi punând astfel energie în libertate.

Atât timp cât nu avem de-a face cu mecanica cuantică, această dificultate nu merită a fi luată în seamă. Sub influenţa oricărei forţe rezonabile, energia unei particule nu variază decât continuu, deci ar fi imposibil ca un electron să sară de pe curba superioară a figurii 60 pe curba inferioară. Atât timp cât putem fi siguri că avem iniţial de-a face numai cu electroni normali, existenţa curbei inferioare nu are deci nici o importanţă.

În mecanica cuantică însă situaţia este diferită. Nu mai putem aduce argumentul că energia trebuie să varieze continuu, deoarece energia nu poate fi măsurată exact într-un timp scurt. De fapt, în cazul unui atom în care nu pot exista decât anumite nivele de energie, ştim că energia poate trece de la un nivel la altul cu emisie sau absorbţie de lumină şi nu suntem în stare să ne dăm seama de ceea ce s-a petrecut între timp. Din aceleaşi motive, dacă legile mecanicii cuantice ar permite în principiu existenţa unor unde care

să corespundă curbei inferioare din figura 60, ar trebui să ne aşteptăm ca electronul să poată sări de pe curba superioară pe cea inferioară, întocmai cum poate trece de pe un nivel excitat al atomului de hidrogen pe nivelul fundamental. Diferenţa de energie va fi pusă în libertate, în general, sub formă de lumină.

Practic, saltul de pe curba superioară pe cea inferioară din figura 60 nu s-ar putea efectua prin emisia unui singur foton, energia disponibilă fiind totdeauna mai mare decât viteza luminii înmulţită cu variaţia impulsului, în timp ce energia unui foton este egală doar cu de *c* ori impulsul său. Prin emisia a doi fotoni se pot însă satisface simultan legile conservării energiei şi impulsului. Mai mult, din orice stare dată de pe curba superioară electronul poate sări în orice punct de pe curba inferioară: în acest caz impulsul său poate varia oricât de mult în ambele sensuri. Dacă calculăm probabilitatea ca în unitatea de timp să se producă acest salt la orice moment de timp dat, rezultatul este infinit de mare.

Aceasta înseamnă că electronul ar putea sta doar un timp infinit de scurt pe curba superioară, după care ar cădea pe cea inferioară. Ar trebui deci să nu observăm niciodată electronii obişnuiţi, ci numai pe cei ciudaţi, de masă negativă.

SPIN. POZITRONI

Încercând să rezolve această dificultate, Dirac a căutat să stabilească o lege pentru undele electronice diferită de simpla generalizare a ecuaţiei lui Schrodinger pentru cazul relativist. El spera să găsească o ecuaţie care să permită numai existenţa curbei superioare din figura 60, nu şi pe a celei inferioare. În acelaşi timp el a încercat să rezolve şi unele dificultăţi matematice care s-au dovedit destul de supărătoare în interpretarea ecuaţiei de undă relativiste.

Dirac a fost condus astfel la descrierea electronului în funcţie nu de o undă, ci de patru unde. Situaţia este analogă cu cea din cazul undelor electromagnetice, care (vezi cap.2) sunt descrise de intensitatea câmpului electric şi a celui magnetic. Întrucât ambele au atât mărime, cât şi direcţie şi deci pot fi date prin proiecţiile lor pe trei axe diferite, o undă electromagnetică nu este complet determinată decât cu ajutorul a şase numere.

Consecinţele noii ecuaţii cuadruple de undă s-au dovedit a fi cât se poate de interesante. Din ea decurge existenţa încă a unui moment complementar la electron, datorită mişcării lui de translaţie. Acest nou moment poate lua numai două valori: fie *+1/2*, fie *—1/2*. Astfel, spinul electronului se încadrează în mod natural în acest tablou relativist. În plus, calculele au arătat că

acţiunea magnetică a acestui spin este de două ori mai mare decât cea a mişcării electronului, astfel încât acţiunea magnetică a unui spin egal cu 2 unităţi este tot atât de mare ca cea datorită unui electron care se roteşte pe o orbită căreia îi corespunde un moment egal cu o unitate. Am discutat acest lucru ca pe un fapt experimental încă în cap. 8.

Este acum evident că această ecuaţie de undă cuadruplă duce la o descriere mult mai firească a electronului. Cercetările ulterioare au arătat că aplicarea ecuaţiei lui Dirac la împrăştierea radiaţiilor Röntgen de către electronii rapizi (adică la efectul Compton, discutat în cap. 7), sau la smulgerea de electroni din atomi de către radiaţiile X sau gamma (efectul fotoelectric la energii mari), sau la difuzia electronilor rapizi pe atomi, precum şi la multe alte fenomene, a dat în toate cazurile rezultate în perfectă concordanţă cu experienţa.

A existat un moment în care se părea că ecuaţia lui Dirac ar reprezenta unicul mod consistent de a descrie o particulă încărcată. Dacă ar fi fost aşa, am fi putut prevedea că electronul trebuie să aibă spin chiar dacă acesta nu ar fi fost niciodată observat. Astăzi ştim că această părere nu este corectă. Există ecuaţie de undă şi pentru particule fără spin şi, într-adevăr, aşa cum vom vedea în cap. 11, există particule încărcate care nu au spin.

Rămânea totuşi încă dificultatea cu privire la stările cu energie negativă. Ca şi ecuaţia simplă de undă, ecuaţia lui Dirac admite şi ea energii corespunzătoare atât curbei superioare, cât şi celei inferioare din figura 60. Atât timp cât se menţinea această dificultate, era limpede că lipseşte un element esenţial.

Din fericire, Dirac şi-a dat seama apoi că principiul de excluziune al lui Pauli 1-ar putea ajuta să rezolve această dificultate. Un electron poate sări într-un punct de pe curba inferioară numai dacă acest punct nu este încă ocupat de doi electroni cu spini opuşi. Nu cumva toate stările corespunzătoare curbei inferioare sunt în mod normal ocupate? Această ipoteză îndrăzneaţă implică, desigur, faptul că vidul este umplut cu asemenea electroni în stări cu energie negativă şi că, de fapt, densitatea acestora ar trebui să fie infinit de mare, deoarece stările respective se întind pe un domeniu infinit de impulsuri. Ar trebui deci să apară şi o densitate infinit de mare de sarcini electrice negative, ceea ce ar fi lipsit de sens. Dar să presupunem că această densitate de sarcini negative este compensată într-un mod oarecare de o densitate de sarcini pozitive, datorită vreunei alte cauze, astfel încât în vid să nu existe câmp electric, chiar dacă există aceşti electroni ipotetici, şi că sarcina reală este datorită numai abaterilor de Ia această situaţie. Atunci prezenţa electronilor în stări cu

energie negativă nu s-ar face simţită în nici un fel. Am văzut că, în principiu, un electron ar putea să sară de pe curba superioară pe cea inferioară dacă ar fi disponibil un loc liber şi dacă ar avea cine să preia energia şi impulsul. Ar fi, de asemenea, posibil ca unul dintre aceşti electroni ipotetici să sară de pe curba inferioară pe cea superioară, care în mod normal este neocupată, dacă ar putea primi energia şi impulsul necesare.

După cum „saltul" în jos s-ar putea produce cu emisia a doi fotoni, electronul ar putea fi ridicat pe curba superioară prin absorbţia a doi fotoni. Dar în condiţii normale nu dispunem niciodată de suficient de multe cuante de lumină de energii mari laolaltă pentru ca probabilitatea ca două dintre ele să fie absorbite simultan să fie însemnată. Un alt mecanism prin care s-ar putea' produce acest salt ar fi ca o cuantă de lumină să treacă în imediata apropiere a unui atom greu, care are un câmp electric intens. În acest caz, un singur foton este suficient pentru a ridica un electron pe curba superioară. Acest mecanism a fost indicat schematic în figura 61. După efectuarea saltului, pe curba superioară există un electron real, iar pe curba inferioară un loc vacant. Ce reprezintă acest loc vacant? Deoarece s-a presupus că sarcina negativă a tuturor electronilor de pe curba inferioară este compensată, absenţa unuia dintre ei s-ar manifesta ca absenţa unei sarcini negative, ceea ce echivalează cu prezenţa unei sarcini pozitive. Absenţa unei particule având energie negativă implică o creştere a energiei, şi dacă locul vacant sau „gaura", se află pe o stare cu impuls mai mare, adică electronul care iniţial se afla acolo. avea o energie negativă mare, a fost necesar să se investească o cantitate mai mare de energie pentru a crea acest loc vacant. Energia unei găuri creşte deci cu creşterea impulsului său.

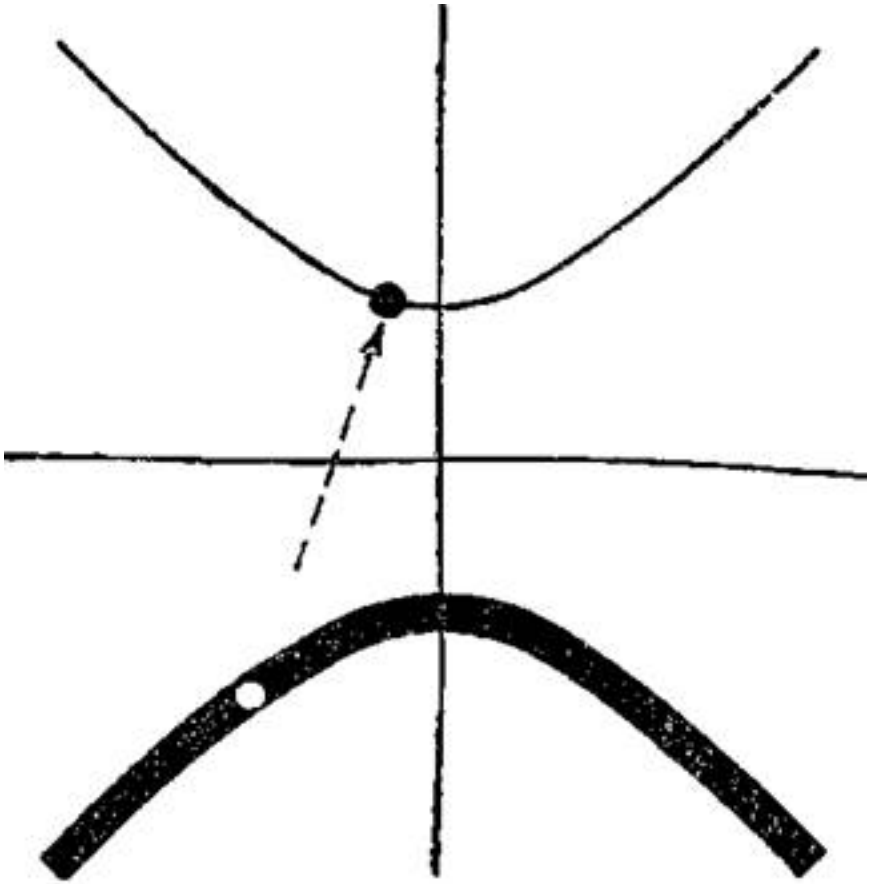


Fig. 61. Formarea de perechi

Vedem, prin urmare, că aceste găuri se comportă în toate privinţele ca electroni cu energie pozitivă şi cu sarcină electrică pozitivă. Dacă acest tablou este corect, trebuie să ne aşteptăm ca în natură să existe, pe lângă electronii obişnuiţi, şi electroni pozitivi, care, cu excepţia semnului sarcinii lor, să se comporte în toate privinţele ca şi electronii obisnuiţi.

Am văzut că, atunci când un foton trece în apropierea unui atom greu, poate provoca tranziţia schiţată în figura 61, adică să producă o pereche de electroni: —unul negativ şi altul pozitiv. Energia minimă pe care trebuie s-o aibă pentru aceasta cuanta de lumină este egală cu saltul dintre cel mai înalt punct de pe curba inferioară şi cel mai de jos punct de pe curba superioară. Această energie este egală cu $2mc^2$, adică aproximativ 1 MeV.

Invers, dacă un electron obişnuit întâlneşte un electron pozitiv, ceea ce în reprezentarea noastră echivalează cu întâlnirea dintre un electron de pe curba superioară şi o gaură de pe curba inferioară, electronul este capabil să cadă în această gaură şi ne întoarcem

astfel la starea normală a vidului. Aceasta poate avea loc fie în apropierea unui atom cu emisia unui foton, fie, dacă întâlnirea se petrece în vid, cu emisia a doi fotoni. Dacă cei doi electroni se mişcă foarte încet, cei doi fotoni au impulsuri egale şi de semne opuse, adică sunt emişi în sensuri opuse, ambii având aceeaşi energie, de aproximativ 500.000 de electronvolţi.

Aceste previziuni teoretice au fost confirmate atunci când s-a descoperit în laborator electronul pozitiv. Dacă radiaţii gamma cu o energie mai mare de 1 MeV trec printr-o foiţă subţire, de exemplu de plumb, aflată într-un tub vidat, se constată că din foiţă ies electroni care sunt deviaţi de câmpul magnetic unii într-o direcţie, iar alţii în direcţie opusă, de unde rezultă că unii au sarcină electrică pozitivă. Dacă electronii pozitivi sunt frânaţi într-o substanţă, se constată că din locul în care au fost opriţi ies radiaţii gamma cu o energie de aproximativ $\frac{1}{2}$MeV. Contorii moderni, sensibili la fotonii individuali, pun în evidenţă faptul că întotdeauna ies simultan două cuante de lumină în sensuri opuse.

Izolaţi, aceşti electroni pozitivi (pozitroni, cum sunt denumiţi) se comportă întocmai ca electronii negativi, dar ei nu trăiesc mult în substanţă, deoarece există atât de mulţi electroni negativi cu care se pot combina şi astfel ei se anihilează, energia lor trecând în radiaţie. Nu trebuie deci să ne mire faptul că nu putem observa în mod normal electroni pozitivi, afară de cazul când dispunem de radiaţii de energii înalte capabile să-i producă.

De fapt, dacă ne-am imagina un moment in care ar exista un număr mare atât de electroni negativi, cât şi de electroni pozitivi. unii dintre ei fiind în mic exces, ori de câte ori s-ar întâlni doi electroni de semn opus ei ar anihila şi în locul lor ar apărea cuante de radiaţie. Fenomenul ar continua până când, la sfârşit, nu ar mai rămâne decât electroni de un anumit semn, care se aflau iniţial în exces.

Un aspect interesant al generării şi anihilării perechilor de electroni constă în confirmarea vederilor lui Einstein cu privire la echivalenţa masei şi energiei, în sensul că masei de repaus a particulelor îi corespunde o anumită energie.

Dacă un pozitron cu viteza mică întâlneşte un electron înainte de a se produce anihilarea, cele două particule pot, sub influenţa atracţiei lor electrice, să se rotească un anumit timp una în jurul celeilalte. În acest timp ei formează astfel un atom ca cel de hidrogen, deosebindu-se de acesta doar prin faptul că protonul este înlocuit printr-un pozitron, care are aceeaşi masă ca şi electronul. În loc ca electronul să se rotească în jurul particulei mai grele, ambele particule se rotesc în jurul centrului lor de greutate. Această

combinaţie, care, desigur, nu poate exista decât un timp foarte scurt, este denumită atom de pozitroniu. Deşi el are o viaţă atât de scurtă, s-a reuşit, prin experienţe ingenioase, nu numai să se pună în evidenţă existenţa sa şi să i se măsoare viaţa medie, ci şi să i se cunoască destul de amănunţit nivelele energetice.

În ciuda tuturor succeselor teoriei lui Dirac, s-ar putea obiecta că imaginea densităţii infinite de electroni în stări cu energie negativă, care constituie punctul ei de plecare, nu este prea satisfăcătoare. Se poate răspunde la această obiecţie prin următoarele. Această imagine este folosită doar în scopul de a ne permite să privim problema sub unghiul potrivit. Atunci când descriem în detaliu o situaţie în care avem de-a face cu electroni şi pozitroni, nu trebuie de fapt să introducem în discuţie asemenea electroni aflaţi în stări negative, ci specificăm doar câte „găuri" (pozitroni) există şi cum se mişcă aceştia. Important este faptul că avem legi pentru a descrie aceste particule, legi care nu prevăd nici o tranziţie a electronilor sau a pozitronilor într-o stare în care să aibă comportarea nerezonabilă pe care am discutat-o mai înainte. În schimb, legile prevăd posibilitatea generării de perechi şi a anihilării. Fără aceste din urmă procese nu ar fi fost posibil să eliminăm acel tip de tranziţii rezonabile, şi imaginea simplă din figura 61 ne permite să înţelegem cum se petrec lucrurile.

FORŢELE LA VITEZE MARI. NOI DIFICULTĂŢI

Vedem deci că unda cuadruplă a lui Dirac poate explica mişcarea electronilor şi a pozitronilor liberi, precum şi mişcarea lor în câmpuri de forţe statice. Dar, atunci când încercăm să explicăm interacţia dintre electronii care se mişcă cu viteze apropiate de cea a luminii, ne ciocnim de noi dificultăţi. Este important să ne amintim în acest caz de faptul că forţele sunt transmise de la o particulă la alta de câmpul electromagnetic şi că acesta transmite orice perturbaţie cu viteza luminii. Pe de altă parte, dacă particulele se mişcă rapid, fiecare va suferi acţiunea unei forţe din partea celeilalte nu din punctul în care aceasta se află acum, ci din punctul în care se afla cu foarte puţin timp mai înainte. Fenomenul seamănă cu acela când ridicăm capul pentru a vedea un avion supersonic şi auzim sunetul care vine nu din locul unde vedem avionul, ci dintr-un loc mai îndepărtat unde se afla în momentul când a emis sunetul acela.

Această întârziere este cunoscută sub numele de „retardarea" forţei şi, pentru a ne putea da seama de ea cu ajutorul legilor cuantice, trebuie să aplicăm teoria cuantică şi la câmpul electromagnetic, adică trebuie să-l descriem cu ajutorul fotonilor.

Forța exercitată de o particulă asupra celeilalte se explică atunci

astfel: una dintre particule poate emite unul sau mai mulţi fotoni care pot fi absorbiţi de cealaltă particulă. Pentru a emite fotoni este însă necesară o energie, şi s-ar putea ca particulele să nu aibă prea multă energie disponibilă, aşa cum se întâmplă, de exemplu, atunci când sunt aproape în repaus. Dar aici se aplică remarca pe care am făcut-o la sfârşitul cap. 8: mecanica cuantică permite „împrumutarea" de energie pe termen scurt sau pe distanţă mică. Astfel, dacă cele două sarcini se află foarte aproape una de alta, este posibilă „împrumutarea" unei cantităţi de energie suficiente pentru a produce fotoni atât de lungime de undă mică, cât şi de lungime de undă mare, deoarece — fotonul reabsorbindu-se în imediata apropiere a punctului unde a luat naştere — „împrumutul" va fi restituit imediat. Pe de altă parte, dacă particulele se află la distanţă mai mare, nu e posibil decât „împrumutul" unei cantităţi mai mici de energie şi nu vor juca rol decât fotonii de lungime de undă mai mare. Aceşti fotoni sunt denumiţi „virtuali", pentru a distinge particulele care există „pe credit" de cele reale, ce pot exista la distanţă de locul unde iau naştere.

În felul acesta, din teoria cuantică a câmpului electromagnetic se poate deduce legea lui Coulomb dintre sarcini staţionare, însă acelaşi raţionament poate fi aplicat şi problemei mai complicate a sarcinilor în mişcare rapidă. Legile cu privire la emisia şi la absorbţia de fotoni „virtuali", necesare în acest scop, sunt exact aceleaşi cu cele necesare la tratarea emisiei şi absorbţiei reale de lumină de către atomi.

Aici apare o nouă dificultate. Chiar şi o singură particulă poate emite şi reabsorbi fotoni. Întrucât nu se pune problema unei distanţe, nu apare nici problema unui timp minim pentru „împrumut", deci nu există practic nici o limitare cu privire la energia fotonilor pe care îi poate emite şi absorbi o particulă. Dacă se ţine seama de toate aceste posibilităţi, rezultatul ar indica o variaţie infinită, în energia particulei, numită de obicei energie proprie.

Această dificultate nu este neaşteptată. În cap. 2 am văzut că densitatea de energie a câmpului electric este proporţională cu pătratul intensităţii sale; deci energia câmpului electric în apropierea unei sarcini punctuale ar trebui să fie infinit de mare. Într-adevăr, dacă o sarcină este distribuită pe o mică sferă de rază *a*, se poate calcula că energia totală pe care o conţine câmpul electric este

$$\frac{3e^2}{5a}$$

Dacă micşorăm raza sferei, adică facem *a* foarte mică, energia

electrică devine foarte mare. Deci să nu ne mire faptul că teoria prevede o energie infinită pentru câmpul care înconjură o particulă a cărei sarcină este concentrată într-un punct.

Această dificultate era cunoscută cu mult înaintea apariţiei mecanicii cuantice; modul cel mai natural de a o evita ar fi să considerăm electronul nu ca pe un punct matematic, ci ca având o extindere finită. Aceste vederi au fost discutate în mod special de către H. A. Lorentz, fizician renumit prin lucrările sale care au pregătit terenul pentru teoria relativităţii, ca şi prin studiul comportării electronilor.

Totuşi, şi această interpretare a electronului ca fiind extins este greu de susţinut, deoarece relativitatea nu admite existenţa unor corpuri perfect rigide din următoarele motive. Să presupunem că dăm unui corp rigid o lovitură puternică la un capăt; atunci, el fiind rigid, celălalt capăt trebuie să înceapă imediat să se mişte, deci lovitura este transmisă instantaneu de la un capăt la celălalt. Dar dacă acest proces este văzut de un alt observator care se mişcă cu viteză mare, atunci, în virtutea transformărilor lui Lorentz (vezi cap. 6), capătul mai îndepărtat ar începe să se mişte înainte ca lovitura să se fi produs, astfel încât efectul ar părea să preceadă cauza, ceea ce este absurd. Într-adevăr, este esenţial pentru relativitate ca nici o perturbaţie să nu se poată transmite cu o viteză mai mare decât viteza luminii. Pe de altă parte, dacă capătul care a fost lovit se poate mişca înaintea celuilalt capăt, corpul trebuie să fie cât de puţin compresibil. Acesta este cazul tuturor corpurilor solide cunoscute, chiar şi al unei bare de oţel. Dacă lovim cu un ciocan unul dintre capetele unei bare de oţel, ea va ceda puţin şi va trebui să treacă un oarecare timp până când această compresiune va ajunge la celălalt capăt. Viteza cu care se transmite perturbaţia este viteza sunetului în oţel, de ordinul a câtorva mii de metri pe secundă. Această viteză este foarte mare pentru scopurile practice, dar încă extrem de mică în comparaţie cu viteza luminii.

Toate raţionamentele expuse arată de ce este greu să descriem comportarea corpurilor absolut rigide fără a contraveni principiului relativităţii. Toate încercările mai recente de a considera electronul ca rigid, dar de extindere finită au eşuat.

Cei mai mulţi fizicieni păstrează convingerea că trebuie să existe o posibilitate rezonabilă care a fost trecută cu vederea.

O alternativă evidentă ar fi să presupunem că, de fapt, electronul este compresibil Orice corp compresibil este capabil de vibraţii interne. În cazul unei bare de oţel, vibraţiile pot fi puse în evidenţă prin lovirea acesteia cu un ciocan, ceea ce are ca efect producerea unui sunet, iar sunetul este datorit totdeauna unei vibraţii. Tot astfel, dacă se loveşte un electron, de exemplu în cazul

unei ciocniri cu o altă particulă, ar trebui să ne aşteptăm ca el să vibreze şi deci să fie purtătorul unei energii suplimentare, pe lângă energia cinetică a mişcării sale. Aceasta s-ar manifesta experimental prin existenţa unor stări excitate, întocmai cum posibilitatea mişcării interne dintr-un atom este răspunzătoare de stările excitate ale atomilor. Totuşi, deşi s-au făcut cercetări foarte numeroase asupra ciocnirilor electronilor la energii foarte înalte, nu s-a pus niciodată în evidenţă existenţa unor asemenea stări excitate. S-ar putea întâmpla ca ele să existe la energii şi mai înalte decât cele cu care s-a lucrat până acum. Dar atât timp cât nu ştim nimic despre natura unor asemenea stări excitate, discutarea lor ar fi pur speculativă.

Într-adevăr, până acum nici una dintre experienţele efectuate cu electroni nu a pus în evidenţă vreo trăsătură care să indice existenţa unui tip oarecare de structură internă a electronului: rămâne deci îndoielnic dacă chestiunea structurii interne a electronului are vreo semnificaţie, adică dacă va putea fi vreodată asociată cu observaţii experimentale ale comportării sale.

NOI METODE. DEPLASAREA LAMB

Multă vreme se părea că nu s-ar mai putea face nici un progres în teoria electronului atât timp cât nu se putea da un răspuns la aceste întrebări, deoarece orice descriere detaliată a interacţiunii electronilor prin intermediul câmpului electromagnetic ducea întotdeauna la valori infinite, legate de faptul că energia conţinută în câmpul care înconjură o sarcină punctuală este infinită. Cu toate acestea, pe la sfârşitul deceniului al patrulea al secolului nostru s-a făcut un pas înainte care a demonstrat că se mai pot obţine noi informaţii, în ciuda dificultăţilor. Pentru a înţelege despre ce este vorba, să considerăm momentan tot cazul unui electron mic, dar finit, cu toate că această imagine nu poate fi împăcată cu cerinţele teoriei relativităţii. Atunci când este în repaus, un asemenea electron va fi înconjurat de câmpul său electromagnetic şi ar trebui adăugată energiei de repaus a electronului m_0c^2 (unde m_0 este masa sa de repaus), energia câmpului. Datorită echivalenţei dintre masă şi energie, creşterea energiei este echivalentă cu creşterea masei; deci electronul şi câmpul vor avea laolaltă o masă $m_1 = m_0 + m'$, unde m' este egală cu energia câmpului împărţită cu c^2.

Important este însă faptul că, ori de câte ori vedem un electron, el este însoţit de câmpul său şi deci masa totală m care intră în ecuaţie trebuie să fie masa observată experimental. Masa reală m este măsurabilă şi cunoscută, în timp ce componentele m_0 şi m', nu sunt cunoscute şi s-ar putea ca nici să nu aibă un sens fizic bine definit. Dacă reducem raza electronului, componenta m', datorită

câmpului, creşte, aşa cum am văzut mai înainte. Masa totală m, fiind cunoscută, trebuie să presupunem că m_0 este cu atât mai mică, cu cât raza electronului este mai mică. Dacă presupunem că raza este foarte mică, masa electromagnetică poate întrece masa reală observată a electronului şi deci m_0 (masa „mecanică") ar trebui să fie negativă. O particulă de masă negativă este însă o noţiune foarte ciudată, dar atât timp cât ea este totdeauna însoţită de un câmp electromagnetic, astfel încât masa totală să fie pozitivă, nu rezultă nici un fel de consecinţe neacceptabile.

Prin urmare, încercăm să descriem comportarea electronului nu în funcţie de masa sa mecanică m_0 şi de masa sa electromagnetică m', ci de masa sa totală m_1 Putem spera astfel ca rezultatele să rămână valabile chiar dacă mergem până la cazul extrem şi considerăm o sarcină punctuală, deşi atunci m' ar trebui să fie infinit şi m_0 ar trebui, în consecinţă, să fie infinit negativ.

Să ne amintim că masa electromagnetică m' este legată de energia câmpului electromagnetic din jurul electronului, care este descrisă în mecanica cuantică de posibilitatea electronului „să împrumute" pe termen scurt energie pentru a emite cuante de lumină şi de a le absorbi din nou. Să considerăm acum un asemenea electron legat care se mişca în vecinătatea unui centru de forţe, de exemplu intr-un atom de hidrogen. Atunci, în intervalul de timp dintre emisia şi reabsorbţia unui foton, electronul poate să-şi schimbe viteza sub influenţa forţei aplicate. Prin urmare, procesul emisiei şi absorbţiei fotonilor (deci masa electromagnetică m' se modifică în prezenţa unor forţe. Dar această modificare se referă mai ales la fotonii de lungime de undă mare, deoarece fotonii cu lungimea de undă mică necesită o energie mare şi, conform principiului de incertitudine, nu pot exista decât un timp foarte scurt. Într-un asemenea interval scurt, forţa externă nu poate accelera prea mult fotonul. Astfel, în timp ce pentru un electron punctual masa electromagnetică totală m' este infinit de mare datorită efectului fotonilor de lungime de undă foarte mică, variaţia sa în vecinătatea unui centru de forţe este finită chiar pentru un electron punctual.

Din asemenea consideraţii rezultă că trebuie să facem o mică corecţie nivelelor energetice ale atomului de hidrogen. Această corecţie diferă de la un nivel la altul, deoarece ea depinde de probabilitatea electronului de a se apropia de proton, probabilitate care este diferită pentru diferitele stări.

Este interesant de remarcat că această teorie nu s-a dezvoltat în baza unor speculaţii abstracte, ci a fost stimulată de descoperirea unor anomalii la nivelele atomului de hidrogen. Acestea au fost măsurate printr-o nouă tehnică experimentală, elaborată de către

Lamb şi colaboratorii săi la Universitatea Columbia (S.U.A.).

Pentru a putea aprecia cât de delicată este problema din punct de vedere experimental, trebuie să ne referim la nivelele energetice ale atomului de hidrogen, care sunt schiţate în figura 49. În legătură cu acestea am discutat soluţiile ecuaţiei nerelativiste a lui Schrödinger, în care energiile depindeau doar de numărul n (egal cu *1* pentru starea fundamentală şi cu 2 pentru primul nivel excitat). Pentru $n = 2$ am văzut că există două tipuri diferite de mişcare a electronului: una fără moment cinetic şi cealaltă cu un moment cinetic egal cu o unitate. La hidrogen, aceste două mişcări ar trebui să aibă exact aceeaşi energie, care este situată cu aproximativ 10 electronvolţi mai sus decât cea a stării fundamentale. Nu s-a ţinut însă seama de spinul electronului. De fapt, datorită spinului, energia stării cu un moment cinetic de o unitate diferă puţin, după cum mişcarea de rotaţie a electronului în jurul propriei sale axe are loc în acelaşi sens cu mişcarea sa de revoluţie pe orbită sau în sens opus. Diferenţa (aşa-numită structură fină a nivelelor hidrogenului) poate fi calculată din ecuaţia lui Dirac, deoarece aceasta duce în mod firesc la descrierea spinului. Se găseşte astfel o diferenţă de aproximativ *1/200.000* dintr-un electronvolt. Aceasta a fost detectată mai de mult prin prezenţa în spectrul hidrogenului a două linii alăturate. Este limpede că, pentru a pune în evidenţă o atât de mică separaţie între două linii şi cu atât mai mult pentru a o măsura, sunt necesare cercetări spectroscopice de mare precizie.

Noua metodă constă în a observa direct tranziţia între două asemenea nivele alăturate. Diferenţa de energie fiind atât de mică, frecvenţa cuantelor de lumină absorbite în cursul tranziţiei este în mod corespunzător foarte mică. De fapt, aici nu avem de-a face cu lumină în sensul obişnuit, ci cu unde radio scurte, având o lungime de undă de ordinul a 20 cm. Instalaţiile pentru producerea unor asemenea microunde s-au perfecţionat foarte mult în timpul războiului, datorită legăturii lor cu lucrările referitoare la radar. Descrierea detaliată a unei asemenea experienţe ne-ar duce însă prea departe. În esenţă, s-a reuşit cu ajutorul unor asemenea unde radio să se provoace tranziţia între două nivele alăturate de hidrogen. Frecvenţa la care se produce tranziţia dă astfel direct energia fotonilor care au cauzat-o şi deci diferenţa de energie. Rezultatele nu au fost în concordanţă cu aşteptările, deoarece cele două stări între care se produce tranziţia ar fi trebuit să aibă exact aceeaşi energie; fizicienii au început să studieze cauza discrepanţei.

Această contradicţie a dus la o reînnoire a vederilor cu privire la modul în care câmpul electric al electronului reacţionează asupra mişcării sale şi a stimulat în mare măsură elaborarea noilor metode

pe care le-am descris mai înainte. Cu ajutorul acestora s-a putut calcula apoi exact diferenţa de energie, iar rezultatele sunt în concordanţă cu cele mai precise experienţe până la o precizie de câteva părţi la 10.000, ceea ce constituie un frumos succes atât experimental, cât şi teoretic.

Un alt efect subtil asemănător a fost descoperit puţin după aceea: s-a constatat că câmpul magnetic al unui electron ce se roteşte în jurul axei sale diferă cu aproximativ trei părţi la o mie de rezultatul obţinut din ecuaţia simplă de undă al lui Dirac; această discrepanţă a fost explicată de Schrödinger tot cu ajutorul emisiei şi absorbţiei virtuale de fotoni.

Faptul că aceste experienţe, ca şi altele pe care nu le mai descriem, au confirmat cu mare exactitate teoria ne face să credem că suntem pe calea cea bună în ceea ce priveşte modul de a trata problema interacţiunii electronului cu propriul său câmp. Totuşi este probabil că cel puţin forma sub care au fost până acum exprimate aceste legi nu este încă definitivă, deoarece, aşa cum am văzut, ele prezic valori infinite pentru energia proprie a electronului, valori care nu se pot anula decât presupunând o masă mecanică infinit negativă. S-ar putea ca o asemenea împărţire în masă mecanică şi masă electromagnetică să nu aibă nici o semnificaţie şi aceleaşi legi să poată fi exprimate într-o formă în care să nu apară cele două componente ale masei. Este firesc să ne imaginăm că o asemenea reformulare ar putea să ducă la aceleaşi rezultate ca procedeul actual. Dar aceasta rămâne de văzut.

Trebuie să subliniem că complicaţiile care apar datorită interacţiunii electronului cu propriul său câmp sunt de domeniul unor foarte mici corecţii, a căror punere în evidenţă necesită experienţe de foarte mare precizie. Cauza acestei cerinţe este faptul că energia câmpului propriu este determinată de mărimea

$$\frac{2\pi e^2}{hc}$$

e fiind sarcina electronului, *h* constanta lui Planck şi *c* viteza luminii; acest număr este un număr foarte mic, şi anume 1/137. EI intervine în evaluarea probabilităţii de emisie a luminii de către un atom excitat. Calculele arată că probabilitatea de emisie a unui foton în timpul unei perioade de revoluţie a electronului în stare excitată este de aproximativ

$$\frac{1}{137}\left(\frac{v}{c}\right)^2$$

v fiind viteza electronului. Am văzut că pentru electronul din

hidrogen, ca şi pentru cei de energii similare din alţi atomi, *v/c* este aproximativ egal cu *1/137*. De aici rezultă că probabilitatea ca un electron să emită un foton în timpul unei revoluţii este de $\left(\frac{1}{137}\right)^3$ Vor fi necesare, în medie, aproximativ 137^2 revoluţii pentru ca electronul să cadă, prin emisie de lumină, pe un nivel inferior. Aceasta înseamnă că putem trata mişcarea electronului, într-o aproximaţie foarte bună, ca şi cum posibilitatea emisiei de lumină nici nu ar exista. Acelaşi număr intervine şi în problema emisiei şi absorbţiei virtuale de fotoni, şi deci, din capul locului, corecţiile datorite unei asemenea emisii şi absorbţii sunt foarte mici. Mai departe, în discutarea acestor corecţii putem neglija probabilitatea, încă cu mult mai mică, ca un electron să emită un al doilea foton înainte ca primul să fi fost resorbit şi să considerăm astfel un singur electron o dată. Corecţiile datorite prezenţei simultane a doi sau mai mulţi fotoni sunt de cel mult *1%* din cele datorite unui singur foton.

Aşadar, faptul că constanta de structură fină $\frac{2\pi e^2}{hc}$ este atât de mică ne este de mare ajutor în studierea problemelor privind electronul. În cap. 11 vom întâlni o situaţie asemănătoare, în care însă numărul corespunzător nu mai este mic, şi aceasta duce la dificultăţi care în momentul de faţă constituie un handicap serios în calea progreselor în domeniul respectiv.

10

Nucleul atomic

RADIOACTIVITATEA. DEZINTEGRAREA ALFA

În toate capitolele precedente, scopul nostru a fost să găsim acele legi ale naturii care guvernează comportarea obiectelor şi a substanţelor cu care ne întâlnim în viaţa practică. Căutarea acestor legi ne-a arătat existenţa atomilor şi a condus la studiul structurii lor interne şi a comportării lor. Legile mecanicii cuantice, împreună cu vechile legi ale mecanicii şi ale electromagnetismului, ne-au permis să deducem toate caracteristicile atomilor pornind de la faptul că fiecare atom conţine un nucleu încărcat pozitiv, această sarcină fiind în mod normal compensată de sarcina negativă a electronilor orbitali. Astfel a devenit posibilă descrierea, aproape în toate amănuntele, a atomilor şi deci a materiei care e constituită din atomi. Aceasta ne permite nu numai să înţelegem ceea ce se

petrece în materia obişnuită, ci şi să folosim aceste cunoştinţe în scopuri practice.

Putem înţelege acum de ce unele substanţe sunt grele, iar altele uşoare, de ce unele sunt uşor corodate de substanţe chimice, iar altele sunt stabile, de ce unele sunt tari, iar altele sunt moi. Ştim de ce şi cum conduc metalele electricitatea şi de ce unele substanţe sunt bune conducătoare de căldură, iar altele nu, de ce unele săruri sunt colorate, iar altele strălucesc în diferite culori când sunt expuse la lumina ultravioletă invizibilă.

Totuşi, unele întrebări au rămas fără răspuns. Cea mai evidentă dintre acestea este legată de nucleul atomic. În ce constă diferenţa dintre cele circa 92 de tipuri diferite de elemente cunoscute în natură? Cum putem explica greutăţile lor diferite? Cu alte cuvinte, de ce, spre exemplu, nucleul de oxigen (deci şi atomul de oxigen) este de aproximativ 16 ori mai greu decât cel de hidrogen şi de ce un atom de plumb cântăreşte de peste 200 ori mai mult decât un atom de hidrogen?

Aceste întrebări ne conduc în mod firesc la un studiu al interiorului nucleului atomic. Ele fac parte din căutările noastre pentru găsirea legilor fundamentale ale naturii. Înainte de a putea pretinde că am descris complet comportarea materiei, trebuie să putem da un răspuns la aceste întrebări. Cu toate acestea, în general, ele nu ne vor ajuta să descriem comportarea materiei în condiţii obişnuite. S-ar putea crede chiar că nu ne vor fi de nici un ajutor la folosirea legilor naturii în scopuri practice, deoarece, în majoritatea covârşitoare a instalaţiilor fizicianului, chimistului sau inginerului, nucleul atomic joacă doar rolul unei cantităţi fixe şi invariabile, care, după orice proces chimic sau orice schimbare de temperatură, după orice tratament mecanic sau orice schimbare electrică sau magnetică, rămâne exact aceeaşi cu cea dinaintea procesului.

Deci studiul nucleului atomic a fost întreprins doar în scopul de a satisface o curiozitate intelectuală, însă aşa cum ştie desigur orice cititor s-a constatat ulterior că există condiţii speciale în care din nucleele atomice se pot degaja cantităţi uriaşe de energie. Prin descoperirea a ceea ce este acum denumit „energie atomică” a reieşit până la urmă că consecinţele cunoaşterii structurii nucleului se extind nebănuit de departe.

Cu toate acestea, rămâne adevărat că în studiul nucleului avem de-a face cu fapte care în mod normal nu se manifestă în experienţele de toate zilele. Vorbind despre atomi, am putea ilustra concluziile noastre prin fenomene ca topirea gheţii sau fierberea apei, acţiunea unui magnet sau culoarea unui tub de neon. Problemele nucleului apar numai în experienţele fizicianului, care

dispune de aparatură specială pentru cercetarea nucleului[9].

De aceea va fi aici necesar, mai mult decât în capitolele precedente, să dăm unele indicaţii asupra experienţelor în baza cărora ne-am format concepţiile actuale despre nucleu şi să amintim instalaţiile de producere şi detectare a particulelor foarte rapide, a căror dezvoltare vertiginoasă în ultimii 25 de ani a făcut posibilă studierea nucleului.

Începuturile fizicii nucleului sunt legate de descoperirea radioactivităţii. Am menţionat încă în cap. 4 elementele radiu, uraniu şi altele extrase din minerale, care emit trei tipuri de radiaţii, dintre care prezintă un interes deosebit radiaţiile alfa. Acestea din urmă au fost folosite de către Rutherford în cercetările sale asupra structurii atomului. Am văzut că radiaţiile alfa constau din fascicule de particule încărcate pozitiv, a căror masă şi sarcină corespund cu cele ale nucleului de heliu. De unde vin ele? Purificarea chimică a radiului folosit în experienţă a dat certitudinea că acesta nu era câtuşi de puţin amestecat cu heliu; singurul loc în care ar putea exista o asemenea particulă grea de sarcină pozitivă fără să modifice proprietăţile chimice ale atomului de radiu ar fi în însuşi interiorul nucleului. Acest lucru a fost confirmat de o serie de experienţe care au arătat că schimbările chimice care afectează mişcarea electronilor exteriori ai atomului nu pot accelera, întârzia sau modifica în vreun fel activitatea alfa.

De îndată ce s-au format concepţiile noastre actuale asupra structurii atomului a devenit limpede că ceea ce se petrecea aici era o rupere a nucleului atomic, din care un fragment era ejectat cu viteză foarte mare. Într-adevăr, observaţii minuţioase au arătat că activitatea, adică intensitatea radiaţiei unei mostre date de radiu sau de orice alt element radioactiv, scade în timp. În cazul radiului, această scădere este lentă, intensitatea radiaţiei alfa scăzând la jumătate abia după aproximativ 1.600 de ani; dar în cazul aşa-numitei emanaţii de radiu (radon), gaz care însoţeşte radiul, din motive pe care le vom vedea imediat, activitatea scade la jumătate după circa patru zile. Să presupunem deci că dintr-o mostră de radiu scoatem prin pompare o anumită cantitate de radon, o închidem într-un tub cu pereţi subţiri care lasă să treacă radiaţiile alfa şi facem observaţii asupra lor. După circa patru zile, vor ieşi din tub de două ori mai puţine radiaţii decât la începutul experienţei, dar, în afară de cantitate, ele nu diferă prin nimic de cele care ies în prima oră. Singurul mod de a explica acest fenomen este de a admite că toate nucleele de radon sunt identice şi indiscernabile, şi că fiecare dintre ele este susceptibil de a se dezintegra după legile întâmplării şi că, în medie, acest fenomen se petrece numai la două nuclee pe secundă din fiecare milion de

asemenea nuclee.

Ne-am putea reprezenta aceasta în modul următor. Să presupunem că am dispune de un mare număr de cutiuţe, fiecare conţinând un mare număr de compartimente legate prin pasaje întortocheate şi având numai o singură ieşire, astfel încât fiecare să constituie un labirint. În fiecare cutiuţă plasăm o insectă despre care presupunem că se mişcă încoace şi încolo, fără a cunoaşte drumul şi fără a fi în stare să înveţe ceva din experienţă. Din când în când, din întâmplare, una dintre ele va găsi ieşirea şi va scăpa afară, cele însă care nu au găsit-o încă vor mai rătăci la întâmplare şi şansele lor de scăpare nu vor fi nici mai mici nici mai mari decât erau iniţial. Dacă, după câteva zile, jumătate din ele au reuşit să iasă, cealaltă jumătate se va găsi în aceleaşi condiţii ca la început şi, după trecerea aceleiaşi' perioade, o jumătate din numărul rămas va fi ieşit afară, astfel încât un sfert din numărul cutiilor va mai rămâne ocupat ş.a.m.d. Tot astfel şi cantitatea noastră de radon va scădea la jumătate după primul interval de circa patru zile; după un acelaşi interval de timp, ea vă scădea la un sfert, apoi la o optime, apoi Ia o şaisprezecime din cantitatea iniţială ş.a.m.d. Ce au devenit nucleele din care a fost expulzată o particulă alfa? Ştim că sarcina electrică şi masa se conservă. Deoarece particula alfa duce cu sine o masă de patru ori mai mare şi o sarcină de două ori mai mare decât a protonului, după emisie trebuie să rămână un nucleu a cărui sarcină este de două unităţi mai mică şi a cărui masă este cu două unităţi mai mare decât a celui de radon. Un asemenea nucleu va forma un atom care, în locul celor 86 de electroni ai radonului, conţine numai 84, ceea ce îi conferă proprietăţi chimice diferite. Am fost astfel martorii transformării unui element chimic într-altul. Analiza chimică confirmă într-adevăr această transformare.

Aceasta înseamnă că trebuie să abandonăm cu desăvârşire concepţia pe care ne-am format-o despre atomi ca fiind obiecte indivizibile şi netransmutabile. Am văzut deja în capitolele precedente că această concepţie nu se aplică atomului ca un tot. Până acum nu am întâlnit schimbări în nucleul însuşi; puteam modifica numărul electronilor din jurul nucleului, însă sarcina electrică rămasă în urma acestui proces ducea, până la urmă, la o restabilire a numărului corect şi atomul se întorcea la forma sa normală. Aici însă avem de-a face cu o schimbare cu caracter permanent a naturii nucleului şi, în consecinţă, a tipului de atom pe care îl va forma.

În multe cazuri, nucleul care rămâne după procesul radioactiv este el însuşi radioactiv, adică, la rândul său, va emite o altă particulă alfa sau alt tip de radiaţie, despre care vom vorbi mai încolo. Putem vedea imediat aceasta din faptul că, dacă pornim de

la radiu foarte pur şi scoatem prin pompare toată emanaţia care l-ar putea însoţi, după un timp se formează iarăşi emanaţie, care se manifestă prin particulele alfa emise şi care poate fi din nou pompată ca un gaz. Deducem deci că emanaţia de radiu este „produsul de dezintegrare" al radiului, adică nucleul său este tocmai ceea ce rămâne după ce nucleul de radiu a pierdut o particulă alfa. Produsul de dezintegrare al radonului este şi el radioactiv. Astfel au fost identificate trei „familii" de elemente radioactive; în fiecare dintre acestea unul din membrii familiei este produsul de dezintegrare al celui precedent.

Vitezele cu care ies particulele alfa din aceste reacţii sunt foarte mari. Se obişnuieşte să se măsoare energiile lor cinetice în milioane de electronvolţi (MeV). Un MeV este energia pe care o dobândeşte un electron sau o particulă de sarcină electrică egală cu a electronului la străbaterea unei diferenţe de potenţial de 1.000.000 de volţi. Pentru comparaţie, amintim că energiile electronilor exteriori din atomi sunt, aşa cum am văzut, de câţiva electronvolţi. Energiile particulelor alfa din substanţele radioactive sunt de câţiva MeV; de exemplu, în cazul radiului, puţin sub 5 MeV. Dacă ne amintim că energia cinetică este egală cu $\frac{mv^2}{2}$, m reprezentând masa şi v viteza, vedem că, cu toate că masa particulei alfa este de peste 7.000 de ori mai mare decât a electronului, viteza sa este de peste zece ori mai mare decât a electronului din atomul de hidrogen. Prin urmare, avem de-a face cu energii foarte mari (la scară atomică). Desigur, nu trebuie să uităm că pentru scopuri practice acestea nu sunt, totuşi, decât cantităţi infime de energie, întrucât nu suntem obişnuiţi să manipulăm atomi izolaţi. Dacă am putea influenţa dezintegrarea radiului în aşa fel încât să facem ca toţi atomii de radiu din 20 g, de exemplu, să se dezintegreze în acelaşi timp, s-ar degaja o energie de 1.000.000 de ori mai mare decât cea a unui proces chimic obişnuit care implică acelaşi număr de atomi, cum ar fi, de exemplu, arderea unui gram de cărbune. Dar cele de mai sus nu sunt decât speculaţii sterile, întrucât nu putem face nimic care să accelereze dezintegrarea radiului şi deci această energie nu se va degaja dintr-o dată, ci doar pe o perioadă de multe mii de ani. În cazul unei substanţe de viaţă scurtă, cum ar fi radonul, energia se degajă într-un timp mai rezonabi1, dar tocmai de aceea acumularea unor cantităţi de ordinul gramelor de radon este irealizabilă, deoarece el se formează. extrem de lent din radiu şi se dezintegrează aproape imediat după formare.

MECANICA ONDULATORIE REZOLVA ÎNCĂ UN PARADOX

Într-un sens, energiile particulelor alfa nu sunt atât de înalte cum ne-am fi aşteptat; acest fapt a constituit o dificultate serioasă la începutul cercetărilor lui Rutherford. Dacă particula alfa vine din nucleu, atunci ea este de la început supusă forţei de respingere coulombiană a sarcinilor de același fel, care o vor accelera. Dacă cunoaștem distanţa de la care a pornit particula alfa, legea conservării energiei ne permite să calculăm câtă energie trebuie să fi acumulat ea. Conform legii lui Coulomb, potenţialul la o distanţă *r* de o sarcină egală cu *Z* sarcini electronice este

$$\frac{Ze^2}{r}$$

şi deci energia potenţială a unei particule alfa, care poartă ea însăși o sarcină *2e*, trebuie să fie

$$\frac{2Ze^2}{r}$$

Această mărime trebuie să fie egală cu energia cinetică pe care a acumulat-o particula alfa în drumul său. Întrucât cunoaştem energia cu care aceasta iese în cele din urmă din atom, rezultă că ea nu a putut porni de la o distanţă *r* mai mică de $6x10^{-12}$ *cm*, dacă, bineînţeles, la o asemenea apropiere forţa dintre nucleu şi particulă se mai supune legii lui Coulomb. Or, primele experienţe ale lui Rutherford asupra devierii particulelor alfa la trecerea lor prin materie au arătat că legea lui Coulomb este, de fapt, valabilă până la distanţe mult mai mici decât aceasta; astăzi ştim, din variantele moderne perfecţionate ale acestor experienţe, că raza chiar a celui mai mare nucleu este abia de $1x10^{-12}$ *cm*, cu alte cuvinte de circa şase ori mai mică decât distanţa de la care ar fi trebuit să pornească particula alfa din starea de repaus pentru a ieşi din atom cu viteza pe care o are efectiv.

Aceasta situație este tot atât de surprinzătoare ca şi aceea când observăm o minge de tenis căzând la picioarele noastre cu o izbitură foarte uşoară şi, privind în sus pentru a vedea de unde cade, nu am vedea deasupra noastră decât un pod înalt de 100 m! S-ar părea că singurul loc de unde ar fi putut să cadă mingea ar fi acest pod, dar, pe de altă parte, dacă ar fi căzut de la o asemenea înălţime, la aterizare s-ar fi produs o ciocnire mult mai violentă.

Această dificultate a rămas nerezolvată până când s-au descoperit legile mecanicii ondulatorii, după care Gamov, pe de o parte, şi Condon şi Gurney, pe de altă parte, au arătat că ea reprezintă un exemplu al trecerii printr-o barieră de potenţial. Am discutat acest fenomen la sfârşitul cap. 8. Situaţia este ilustrată în

figura 62, în care este reprezentată energia potenţială a unei particule alfa în funcţie de distanţa sa faţă de nucleu. La distanţe mai mari de nucleu, singura forţă este cea de respingere electrică, şi deci cea mai mare parte a curbei reprezintă acţiunea legii lui Coulomb.

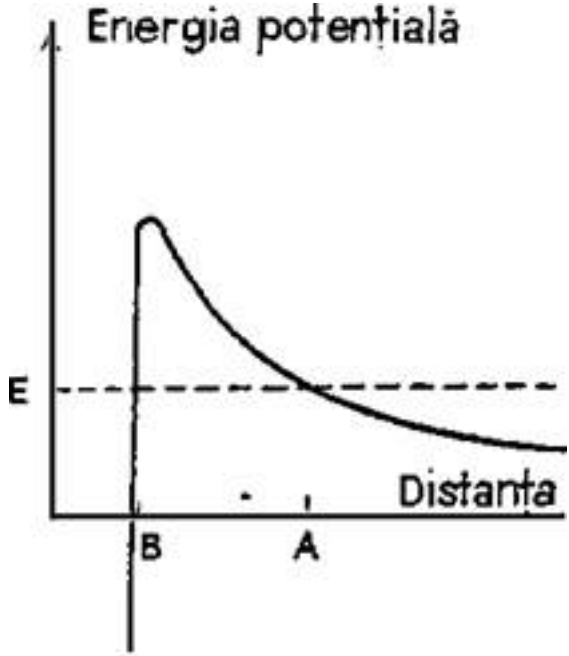


Fig. 62. Dezintegrarea alfa

Energia potenţială creşte pe măsura apropierii de nucleu, deoarece, apropiind o sarcină de nucleu, trebuie să învingem forţa de respingere electrică. La distanţe foarte mici vor intra în joc alte forţe, pe care le vom discuta mai târziu şi care sunt de atracţie. Din această cauză curba coboară din nou brusc. Mersul său în interiorul nucleului nu este important pentru moment. Dacă energia particulei alfa corespunde liniei punctate din figură, A este punctul de unde ar fi trebuit să pornească particula, din starea de repaus, pentru a fi expulzată de către forţele de respingere tocmai cu energia cinetică cu care iese ea efectiv. Particula nu ar fi putut porni din nici un punct situat între A şi B, dar la stânga lui B există din nou o regiune în care s-ar putea mişca cu energia dată. Se vede că această situaţie este identică, în principiu, cu cea din figura 55 şi că avem de-a face cu un caz în care mecanica cuantică prevede o mică probabilitate de străbatere a barierei de potenţial pentru o particulă care porneşte din interior, adică de la stânga lui B, cu energia arătată în figură.

Aceste consideraţii permit să înţelegem nu numai faptul că nişte particule având o energie relativ atât de mică pot părăsi un nucleu

mic, ci şi că probabilitatea acestui fenomen poate fi foarte mică dacă bariera de potenţial este suficient de înaltă şi de largă. Aceasta explică de ce, într-un interval scurt, numai o fracţiune extrem de mică din nuclee vor suferi dezintegrarea. Revenind la comparaţia noastră cu insecta dintr-un labirint, bariera de potenţial ia acum locul labirintului. Este limpede că probabilitatea de scăpare este cu atât mai mică, cu cât este mai mică energia particulei alfa, deoarece, dacă coborâm linia punctată din figura 62, înălţimea barierei, adică diferenţa dintre înălţimea liniei pline şi a celei punctate, creşte şi totodată creşte şi lărgimea barierei, adică distanţa dintre B şi A. Se calculează uşor timpul de înjumătăţire, adică timpul necesar pentru ca să se dezintegreze jumătate din numărul de atomi, şi cum variază acesta cu energia disponibilă. Deşi timpii de înjumătăţire variază între milioane de ani şi fracţiuni de secundă, calculele sunt în bună concordanţă cu experienţa, confirmând astfel din nou una dintre trăsăturile importante ale mecanicii cuantice şi arătând în acelaşi timp că în interpretarea dezintegrării alfa suntem pe calea cea bună.

DEZINTEGRAREA NUCLEULUI

Până în acest stadiu, rolul jucat de specialistul în fizică nucleară se aseamănă cu acela al unui astronom care poate observa şi înregistra comportarea stelelor şi a planetelor, dar care trebuie să le ia aşa cum sunt, fără să poată influenţa soarta lor. Rutherford şi-a propus însă să dezintegreze nucleul pe cale artificială.

El a reuşit aceasta urmărind cu atenţie trecerea particulelor alfa prin materie, de exemplu prin aer. Am văzut deja că, în cele mai multe cazuri, particulele alfa nu trec decât prin partea exterioară a atomului, unde nu sunt sensibil deviate din drumul lor drept. Se întâmplă însă uneori ca una dintre aceste particule să se apropie de nucleu suficient de mult pentru a fi puternic deviată de către forţa electrică. Foarte rareori, câte una se va ciocni direct de un nucleu. Aceasta se întâmplă rar, deoarece ţintim orbeşte într-o ţintă foarte mică. Am mai arătat că diametrul chiar al celui mai mare nucleu este de circa 10.000 de ori mai mic decât acela al unui atom; deci aria pe care nucleul o expune proiectilului este de o sută de milioane de ori mai mică decât cea a atomului. La trecerea pe lângă un atom, particula nu are decât probabilitatea de 1 la 1.000.000 de ,,a lovi“ în plin.

Este adevărat însă că, în drumul său, particula alfa trece pe lângă foarte mulţi atomi şi că face, de fapt, nu o încercare, ci foarte multe. Dar aceasta nu poate continua la infinit, deoarece, trecând prin părţile exterioare ale atomilor, particula alfa trece în apropierea electronilor şi îi perturbă, ceea ce are ca urmare un fel de ,,frecare“, deci particula pierde energie şi este mereu încetinită.

După un anumit număr de asemenea treceri ea se opreşte, dar chiar înainte de oprire viteza sa nu mai este suficientă pentru a învinge forţa de respingere care acţionează împotriva apropierii sale de nucleu. Particula trece pe lângă aproximativ 10.000 de atomi înainte de a ajunge în repaus, şi aceasta îi măreşte şansele de a înregistra o lovitură în plin. Probabilitatea ca ea să nimerească cel puţin o lovitură este de ordinul a 1 la 100.000 până la 1 la 1.000.000, în funcţie de viteza iniţială şi de tipul de substanţă prin care trece. Atunci când loveşte în plin un nucleu, de exemplu dintr-un atom de azot din aer, particula alfa se prinde de nucleu şi din acesta este aruncat afară un proton (nucleu de hidrogen). Acest proton are o viteză mult mai mare decât a particulei alfa incidente, şi de aceea va parcurge o distanţă mai mare înainte de a se opri. Din această cauză, în prezenţa a foarte multe particule alfa, au putut fi detectaţi abia câţiva protoni, al căror parcurs ajungea dincolo de sfârşitul parcursului tuturor particulelor alfa.

În vremea sa, Rutherford a efectuat cercetările sale cu ajutorul unui spintariscop, un ecran de scintilaţie. Atunci când particulele alfa ale unei substanţe radioactive cad pe un ecran acoperit cu o sare adecvată, ele îl fac să strălucească, fenomen utilizat la cifrele şi la acele luminoase ale ceasului. Dacă particulele alfa sunt în număr mare, strălucirea este continuă, dar dacă se foloseşte o sursă foarte slabă, iluminarea devine neregulată şi se poate chiar detecta strălucirea slabă (scintilaţia) produsă de o singură particulă.

Dacă între sursă şi ecran se aşază o foiţă metalică subţire, se pot opri complet scintilaţiile, deoarece toate particulele se opresc în foiţă. într-un metal greu, nici una dintre particulele alfa nu poate nimeri „în plin“ un nucleu, datorită forţei intense de respingere a nucleelor. Dacă însă spaţiul dintre sursă şi foiţă conţine aer sau azot pur, se vor vedea din nou câteva scintilaţii. Acestea se datoresc protonilor, care au un parcurs mai lung decât particulele alfa şi nu sunt complet opriţi în foiţă.

Rutherford a ajuns la concluzia că fiecare proton este un fragment din nucleul care a fost lovit. La capturarea unei particule alfa, care are două unităţi de sarcină pozitivă, sarcina nucleului creşte cu două unităţi, dar protonul emis poartă o sarcină, încât până la urmă sarcina nucleului va creşte cu o unitate, nucleul de azot transformându-se astfel într-un nucleu de oxigen.

În acea vreme cercetările în acest domeniu erau lente şi laborioase, din cauza a două limitări. Sursele de radiaţie disponibile pentru bombardare erau limitate, deoarece nu se putea dispune decât de radiaţia radioactivă naturală. Detecţia particulelor era dificilă, deoarece folosirea spintariscopului impunea observatorului să stea ore întregi în întuneric total, urmărind scânteieri foarte

slabe care abia erau detectabile de către un observator cu multă răbdare. Fizica nucleară a fost deci revoluţionată de noile instalaţii care ne-au pus la dispoziţie fascicule de particule mult mai intense şi metode de detecţie cu mult mai comode şi mai sensibile.

INSTALAŢII NOI

Una dintre cele mai vechi metode de detecţie o constituie camera cu ceaţă, inventată de C. T. R. Wilson. În această instalaţie, vaporii de apă se condensează în picături mici pe ionii formaţi de o particulă încărcată rapid pe parcursul său, smulgând la ciocnire electronii din atomi. Această condensare are ca urmare formarea unei urme în totul similare urmelor de vapori produse în condiţii atmosferice adecvate de către avioanele de mare altitudine. Figura 63 reprezintă urmele dintr-o fotografie luată într-o asemenea cameră cu ceaţă. În partea de jos a figurii se află o sursă de particule alfa. Se pot vedea urmele drepte ale multor particule alfa. Una dintre ele a suferit o ciocnire cu un atom de azot, aşa cum s-a descris mai sus. Se vede urma mai subţire a protonului rezultat (mai subţire din cauză că se mişcă cu viteză mai mare), iar urma mai groasă reprezintă nucleul, care după ciocnire suferă un recul. Primele fotografii de acest tip, în care se poate vedea o ciocnire nucleară, au fost obţinute de Blackett. Ceva mai departe vom descrie o metodă similară în care se folosesc plăci fotografice.

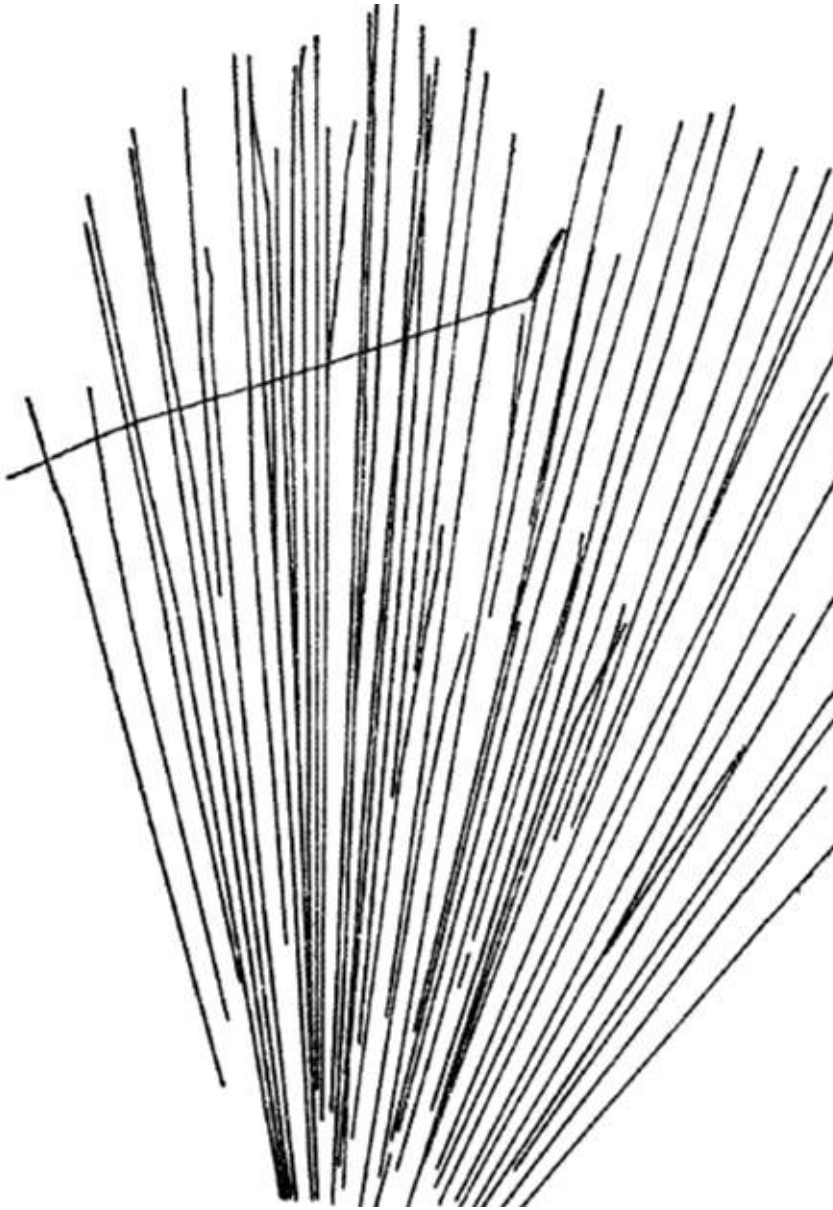


Fig. 63. Urme de particule alfa într-o cameră cu ceață. Se vede urma unui proton azvârlit dintr-un nucleu de azot.

O altă metodă importantă de detecţie foloseşte spaţiul dintre cele două plăci ale unui condensator electric plan pe care este aplicată o diferenţă de potenţial adecvată, astfel încât electronii care sunt smulşi din atom la trecerea unei particule încărcate sunt atraşi de placa încărcată pozitiv. În felul acesta, prin condensator trece un mic puls de curent care este apoi amplificat de dispozitive electronice şi poate fi înregistrat prin mijloace mecanice sau pe orice altă cale. O asemenea instalaţie este cunoscută sub numele de

contor (sau tub numărător). Cele mai cunoscute tipuri de contori sunt contorul Geiger şi contorul Geiger-Müller, în care potenţialul aplicat între un fir metalic şi tubul care îl înconjură este la limita declanşării unei descărcări electrice. Este suficient ca în drumul său o particulă să pună în libertate câţiva electroni pentru ca să se declanşeze o descărcare. Instalaţia este astfel concepută, încât descărcarea să dureze un timp foarte scurt, aşa ca contorul să fie în măsură să înregistreze particula următoare. Una dintre ultimele instalaţii elaborate se bazează pe vechea idee a spintariscopului, numai că, prin combinarea vechiului ecran de scintilaţie sau, în mod alternativ, a unui cristal mare şi transparent cu o versiune modernă a celulei fotoelectrice, licărirea poate fi detectată pe cale electrică şi deci nu mai este necesar să ne bazăm pe ochiul unui observator rutinat; astfel numărătoarea devine mai uşoară, mai rapidă şi mai sigură.

Totodată, s-au făcut progrese mari şi în ceea ce priveşte producerea pe cale artificială a fasciculelor de particule rapide. Prima realizare de acest tip se datoreşte lui Cockcroft şi Walton: aceştia au elaborat un circuit electric în care, cu ajutorul unor transformatori şi redresori, se aplică între capetele unui tub vidat o diferenţă de potenţial de câteva sute de kilovolţi (adică câteva sute de mii de volţi). La capătul pozitiv al acestui tub, o mică descărcare electrică smulge electronii din jurul protonilor sau al altor nuclee. Acestea sunt apoi accelerate de câmpul electric şi părăsesc tubul la capătul negativ cu o energie de câteva sute de MeV. Cu ajutorul acestui aparat, Cockcroft şi Walton au putut dezintegra nuclee atomice fără a folosi radiaţii radioactive.

O variantă importantă a acestei instalaţii este generatorul Van de Graaff, care are un tub de accelerare similar, dar foloseşte o altă metodă pentru generarea tensiunii constante. Astăzi multe laboratoare de fizică nucleară sunt dotate cu asemenea instalaţii de tensiune înaltă, fie de tipul Cockcroft- Walton, fie de tipul Van de Graaff, care pot accelera particulele până la câţiva MeV.

Obţinerea unor energii şi mai înalte prin asemenea metode directe ar fi dificilă, deoarece o diferenţă de potenţial de un milion de volţi poate produce o scânteie în aer pe o distanţă de ordinul metrilor. De aceea lungimea unui tub la capetele căruia există o asemenea diferenţă de potenţial trebuie să fie foarte mare pentru a evita producerea acestor scântei, care ar face imposibilă obţinerea unor tensiuni atât de mari. Se poate merge ceva mai departe, închizând întreaga instalaţie într-o incintă umplută cu aer sau alt gaz la presiune ridicată, ceea ce micşorează posibilitatea formării de scântei, dar totuşi se pare că prin această metodă nu s-ar putea merge mai departe de câţiva MeV.

Această limitare este înlăturată prin folosirea unor instalaţii în care se accelerează particulele fără a utiliza diferenţe de potenţial foarte mari. Dintre ele, cel mai uşor de descris este acceleratorul liniar, format în principiu dintr-o serie de tuburi metalice scurte care se succed ca în figura 64. Acestor tuburi li se aplică o tensiune alternativă, astfel încât, atunci când primul se află la un potenţial pozitiv, al doilea este negativ, al treilea din nou pozitiv etc. Să considerăm o particulă încărcată pozitiv (de exemplu un proton) care trece din primul tub în cel de-al doilea atunci când primul este pozitiv. Când trece prin spaţiul dintre tuburi, particula se află într-un câmp accelerator şi viteza sa creşte. Tubul are o asemenea lungime, încât, atunci când particula a ajuns la capătul celui de-al doilea tub, potenţialul se

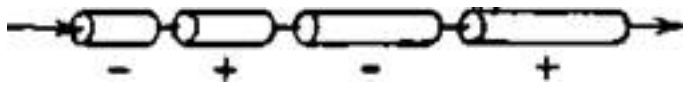


Fig. 64. Acceleratorul liniar

inversează, şi deci acum al doilea tub este pozitiv, iar cel de-al treilea negativ. Astfel particula este din nou accelerată. Dacă o particulă trece astfel prin intervalul dintre 10 tuburi, energia pe care o dobândeşte este egală cu de zece ori cea pe care o primeşte într-un singur interval şi, prin urmare, particula capătă aceeaşi energie pe care ar dobândi-o dacă ar parcurge o diferenţă de potenţial de zece ori mai mare decât cea existentă între două tuburi. În principiu, această instalaţie poate fi extinsă oricât de mult, dar alimentarea cu energie electrică a unui mare număr de asemenea intervale de accelerare este dificilă.

Această dificultate este înlăturată în ,,ciclotronul“ inventat de E. O. Lawrence. În această instalaţie se aplică o tensiune alternativă între două jumătăţi de „cutii” metalice separate, numite duanți, aşezate cu partea deschisă faţă în faţă. Prin aplicarea unui câmp magnetic se produce o curbare a traiectoriei particulelor încărcate. Am văzut că, într-un câmp magnetic, o particulă încărcată este deviată de la traiectoria sa rectilinie și descrie un cerc. Raza cercului creşte cu creşterea vitezei particulei, dar, atât timp cât relativitatea nu joacă un rol important, timpul de revoluţie este acelaşi pentru o particulă lentă care se roteşte pe un cerc mic şi pentru o particulă rapidă care se roteşte pe un cerc mai mare. Frecvenţa curentului alternativ este astfel ajustată, încât să treacă printr-un ciclu complet, în timp ce particulele efectuează o revoluţie completă. Lucrurile se pot aranja astfel, încât particulele să treacă dintr-o cutie în cealaltă atunci când prima se află la potenţial pozitiv şi cea de-a doua la potenţial negativ şi să se

întoarcă atunci când potenţialul este inversat. Astfel particulele sunt accelerate de două ori în cursul unei rotaţii. In această instalaţie, particulele pot fi aduse până la energii corespunzând multor milioane de volţi, în timp ce potenţialul alternativ dintre cutii este de numai o fracţiune dintr-un milion de volţi. Pentru cercetările uzuale în fizica nucleară se construiesc ciclotroane ale căror energii se situează între câţiva MeV şi 20—30 MeV.

În ultimii ani, interesul fizicienilor s-a axat pe energii şi mai înalte. Există acum ciclotroane care pot accelera protonii până la 400 sau 500 MeV.[10] Aceasta este egală cu aproximativ jumătate din energia de repaus a protonului şi deci relativitatea nu mai este neglijabilă. În acest caz nu mai este valabilă afirmaţia că perioada de revoluţie a unei asemenea particule este aceeaşi indiferent de energia sa, ci perioada începe să crească în mod apreciabil, astfel încât în maşinile capabile să producă asemenea energii înalte trebuie adoptată o schemă ceva mai complicată. În loc de a menţine constantă frecvenţa curentului alternativ, ea se micşorează pe măsură ce un grup de particule este accelerat, astfel ca frecvenţa să se menţină în pas cu mişcarea lor. O asemenea maşină va accelera numai particulele care îşi încep mişcarea la momentul potrivit, şi astfel se produce nu un fascicul continuu de particule, ci o serie de „pulsuri" de particule. Atunci când un grup de particule a fost accelerat până la energia maximă, frecvenţa creşte din nou şi maşina este în măsură să acţioneze asupra următorului grup de particule.

Pe acest principiu nu există nici o limită pentru energia ce poate fi atinsă, cu rezerva însă că o particulă de energie foarte înaltă se mişcă pe un cerc de rază foarte mare, necesitând deci un câmp magnetic extins, adică un magnet foarte mare. Aceste maşini sunt deci foarte costisitoare şi greu de realizat. Pentru a micşora dimensiunile magnetului se poate proceda în aşa fel, încât mişcarea particulelor să fie menţinută pe un cerc fix în loc de o spirală, ca în ciclotron, ceea ce se realizează făcând să varieze şi câmpul magnetic în timpul cât durează accelerarea fiecărui grup de particule, adică pornind de la un câmp magnetic foarte slab şi făcându-1 să crească pe măsură ce particulele se accelerează. In acest caz, câmpul magnetic poate fi aplicat numai pe o regiune inelară, în care se menţin particulele de la început până la sfârşit. O asemenea maşină, în care variază atât intensitatea câmpului magnetic, cit şi frecvenţa câmpului electric se numeşte „sincrotron". În momentul la care a fost scrisă cartea s-au atins prin această metodă energii de câteva mii de MeV şi erau în proiect maşini care să meargă până la 20.000 sau 30.000 MeV[11] Totuşi descrierea acestor maşini nu ţine de acest capitol, deoarece ele sunt utilizate în

special pentru probleme care vor fi studiate în capitolul următor.

NEUTRONI, IZOTOPI, DEFECT DE MASĂ

După această scurtă trecere în revistă a instalaţiilor şi metodelor fizicianului atomist, să ne întoarcem la rezultatele cercetărilor sale.

Un pas foarte important în direcţia înţelegerii structurii nucleului s-a făcut în 1932, prin descoperirea neutronului de către Chadwick. Neutronul este o particulă de aproximativ aceeaşi masă cu protonul (de fapt el este ceva mai greu), dar deosebindu-se de acesta prin faptul că nu are sarcină electrică. Aşa cum indică numele său, este neutru din punct de vedere electric. Neutronii se produc pe aceeaşi cale ca şi protonii din prima experienţă a lui Rutherford, şi anume prin ciocnirea unor particule încărcate cu nucleul.

Atunci când neutronii trec prin materie, ei nu exercită nici o forţă asupra electronilor şi, prin urmare, pot trece pe lângă atomi fără să-i perturbe şi fără să piardă în drumul lor energie. Neutronii îşi continuă deci mişcarea până când nimeresc un nucleu atomic şi nu pot fi detectaţi decât prin urmările unei asemenea ciocniri. De aceea neutronii sunt proiectile foarte comode pentru bombardarea nucleelor atunci când vrem să studiem comportarea acestora. În timp ce o particulă încărcată, cum ar fi protonul sau particula alfa, este frânată în mod normal încă înainte de a ajunge la un nucleu, neutronul îşi continuă totdeauna mişcarea până când are loc o asemenea ciocnire. Cu toate acestea, întrucât nu există nici un mijloc de a accelera neutronii până la energii înalte, principalele surse de neutroni de care poate dispune fizicianul (cu excepţia reactorilor, asupra cărora vom reveni) se bazează pe bombardarea nucleelor cu particule încărcate, rapide. Deşi aproape fiecare neutron produce o ciocnire utilă, pentru a putea dispune de ei trebuie mai întâi să se accelereze un mare număr de particule încărcate, dintre care cele mai multe se pierd, cu care să se bombardeze apoi ţinte şi să se producă neutroni.

Faptul că prin ciocnirea nucleelor se pot expulza din ei protoni şi neutroni ne sugerează că aceste particule sunt conţinute în orice nucleu; astăzi ştim, într-adevăr, că nucleele sunt construite în întregime din neutroni şi protoni.

Aceasta explică imediat un fapt care fusese observat de foarte multă vreme, şi anume că greutatea atomică a multor elemente reprezintă aproape exact multipli ai greutăţii atomice a hidrogenului. De exemplu, masa particulei alfa (nucleu de heliu) este egală cu aproape exact de patru ori masa protonului. Întrucât sarcina sa electrică este egală cu de două ori sarcina protonului, se impune concluzia că el este format din doi protoni şi doi neutroni. Tot astfel, nucleul de oxigen, care are 8 unităţi de sarcină şi 16

unităţi de masă, este format din 8 protoni şi 8 neutroni.

Înainte de a putea accepta această explicaţie, trebuie să înţelegem de ce greutatea atomică a unor elemente nu se supune acestei reguli. Un exemplu tipic de asemenea excepţie îl constituie cazul clorului, a cărui greutate atomică este de aproximativ 35,5. Pentru aceste cazuri, explicaţia a fost dată încă cu mult înainte de către Soddy, care a emis ipoteza că elementele în cauză ar fi, de fapt, constituite din amestecuri de atomi de diferite tipuri, care din punct de vedere chimic nu se pot distinge unii de alţii. Cu alte cuvinte, atomii de clor nu sunt toţi identici. Unii dintre ei au nuclee cu masa de 35 de unităţi de masă, iar alţii au nuclee cu o masă de 37 de unităţi. Ambii au aceeaşi sarcină, respectiv 17 sarcini protonice, şi deci ambele tipuri de atomi conţin 17 electroni, ceea ce determină comportarea lor chimică. Asemenea atomi, având aceeaşi natură chimică, dar mase diferite, sunt cunoscuţi sub denumirea de izotopi (provenită din cuvinte greceşti care arată că ei ocupă acelaşi loc în seria elementelor). Această ipoteză a fost confirmată cu ajutorul spectrografului de masă, inventat de Aston. În acest aparat se deviază fasciculele de ioni cu ajutorul unor câmpuri electrice şi magnetice. Din amplitudinea devierii se poate determina pentru fiecare tip de ioni raportul dintre sarcină şi masă, aşa cum am văzut în cap. 4. Dacă se analizează clorul cu ajutorul spectrografului de masă, pe placa înregistratoare se observă două linii distincte. Una reprezintă urma lăsată de atomii de clor cu masa 35, iar cealaltă se datorește atomilor de masă 37, care, fiind ceva mai grei, sunt mai puţin deviaţi de la traiectoria lor rectilinie. Cercetările de acest tip au dovedit că cele mai multe elemente sunt, de fapt, amestecuri de izotopi, dar în multe cazuri unul dintre izotopi este mult mai abundent decât ceilalţi, astfel încât greutatea atomică medie măsurată de chimist este foarte apropiată de aceea a unui singur izotop.__

Ştiind că nucleele atomice sunt formate din neutroni şi protoni, tragem concluzia că diferiţii izotopi ai aceluiaşi element trebuie să conţină acelaşi număr de protoni (pentru a avea aceeaşi sarcină electrică), dar un număr diferit de neutroni. De exemplu, cei doi izotopi ai dorului' menţionaţi conţin fiecare câte 17 protoni, însă unul conţine 18, iar celălalt 20 de neutroni. S-a constatat că şi cel mai simplu element, hidrogenul, are doi izotopi naturali. Al doilea este aşa-numitul hidrogen greu, de greutate atomică 2 şi al cărui nucleu constă în mod evident dintr-un proton şi un neutron. El este foarte puţin abundent, constituind abia o parte la 500 000 de părţi de hidrogen obişnuit. Există chiar o foarte mică diferenţă de comportare chimică între hidrogenul obişnuit şi hidrogenul ,,greu“, şi din această cauză acestuia i s-a dat un nume chimic distinct:

deuteriu; nucleul său este denumit deuteron.

Nu vom cerceta cauza acestei mici diferenţe chimice; ea este legată de efectele cuantice care apar la vibraţia atomului de hidrogen sau de deuteriu în interiorul moleculei.

Ar trebui acum ca masa unui anumit nucleu sau greutatea atomică a unui izotop pur să fie exact egală cu suma maselor tuturor protonilor şi neutronilor pe care îi conţine. Dar nici aceasta nu corespunde exact realităţii. Se constată că greutatea atomică a oricărui nucleu este ceva mai mică decât suma părţilor sale componente. Acest fapt a fost verificat atât prin experienţe de precizie în spectrograful de masă, cât şi prin compararea greutăţilor atomice măsurate de chimist în acele cazuri în care un singur izotop al fiecărui element era prezent în cantitate sensibilă. De exemplu, deşi greutatea atomică a oxigenului ar trebui să fie de 16 ori mai mare decât a hidrogenului (neutronul fiind ceva mai greu decât protonul), ea este, de fapt, cu aproximativ 1% mai mică.

Acest „defect de masă“ a fost explicat cu ajutorul echivalenţei masei şi energiei, care constituie una dintre legile relativităţii (vezi cap. 6). La formarea unui nucleu de oxigen prin combinarea a 8 protoni şi 8 neutroni trebuie să se pună energie în libertate, şi invers, pentru a putea scinda un nucleu de oxigen în părţile sale componente, trebuie să se cheltuiască energie. Cu alte cuvinte, nucleul conţine mai puţină energie decât ar corespunde celor 8 protoni şi 8 neutroni luaţi separat, şi, întrucât masa şi energia sunt echivalente, micşorarea energiei trebuie să echivaleze cu micşorarea masei. Astăzi ştim, din studiul ciocnirilor nucleare, câtă energie este necesară pentru a expulza o particulă din nucleu şi câtă se pune în libertate la capturarea, de exemplu, a unui deuteron într-un nucleu de azot pentru a forma un nucleu de oxigen.

Tot astfel putem afla câtă energie se pune în libertate la formarea azotului din nuclee şi mai uşoare, şi în felul acesta putem afla că energia de legătură totală a nucleului de oxigen este de aproximativ 120 MeV. Dacă împărţim această valoare la pătratul vitezei luminii, rezultă, conform relaţiei lui Einstein, cu cât se micşorează masa. Întrucât un MeV este energia echivalentă masei a doi electroni, rezultă că „defectul de masă“ trebuie să fie de aproximativ 250 de mase electronice, adică ceva mai mult de 1% din masa atomului de oxigen. La compararea defectelor de masă şi a energiilor de legătură se obţine în toate cazurile o concordanţă perfectă, confirmându-se astfel din nou atât concepţiile asupra structurii nucleului, cât şi principiile relativităţii.

FORŢELE NUCLEARE

Următoarea problemă fundamentală care se pune este cea a naturii forţelor care ţin laolaltă neutronii şi protonii dintr-un

nucleu. Este limpede că nu poate fi vorba de forţe electrice, întrucât toţi protonii au sarcini de acelaşi semn şi, prin urmare, ar trebui să se respingă reciproc, nicidecum să se atragă; neutronii nu au nici un fel de sarcină.

Este, de asemenea, limpede că aceste forţe trebuie să fie mult mai puternice decât forţele electrice. Aceasta se poate vedea din faptul că nucleul are un diametru de aproximativ 100.000 de ori mai mic decât cel al atomului. Energia potenţială relativă a două sarcini electrice variază invers proporţional cu distanţa dintre ele şi ar trebui deci ca energiile din nucleu să fie de 100.000 de ori mai mari decât cele din atom. Şi pentru că în atom ele sunt de ordinul câtorva electronvolţi, în nucleu ar trebui ca între două particule să se exercite forţe de ordinul a mai puţin de 1.000.000 de volţi. Însă energia de atracţie care ţine în nucleu oricare particulă este în general de ordinul a 6—8.000.000 de electronvolţi. Ambele argumente dovedesc că în interiorul nucleului trebuie să acţioneze un alt tip de forţe şi că acestea se exercită atât asupra protonilor, cât şi asupra neutronilor. Ele poartă numele de forţe nucleare şi găsirea legilor precise care le guvernează constituie una dintre problemele centrale ale fizicii nucleare, problemă care nu este încă complet rezolvată.

În această privinţă, dezvoltarea fizicii nucleare este foarte diferită de istoria atomului. De îndată ce s-a constatat că atomul conţine particule încărcate electric, nimeni nu s-a îndoit că principalele forţe dintre ele se datoresc interacţiunii electrostatice şi se supun legii lui Coulomb. În acest caz, dificultatea constă în aceea că (vezi cap. 7 şi 8) legile generale ale mecanicii au trebuit rafinate înainte de a putea fi aplicate atomului. Pe de altă parte, toate dovezile experimentale obţinute până acum arată că legile generale ale mecanicii cuantice, care sunt atât de bine confirmate în domeniul atomic, sunt aplicabile şi la scara mai redusă a nucleului. Dar nu dispunem de cunoştinţe precise asupra naturii forţelor nucleare şi trebuie să ne extragem informaţiile asupra lor din observaţiile asupra comportării nucleelor, de exemplu în cazul ciocnirilor.

Pe această cale au devenit evidente unele trăsături generale ale acestor forţe. În primul rând, după cum am remarcat deja, pentru a putea explica energia de legătură a nucleelor, forţele trebuie să fie puternice, cu mult mai puternice decât forţele electrice care ar acţiona pe distanţele respective între sarcini izolate. Se ştie, de asemenea, că aceste forţe trebuie să aibă rază de acţiune mică, deoarece ele descresc cu distanţa mult mai repede decât forţele electrostatice. Într-un sens, aceasta rezultă deja din vechile experienţe ale lui Rutherford, care au arătat că devierea particulelor

alfa la trecerea prin materie poate fi explicată prin acţiunea forţei coulombiene datorite sarcinii electrice a nucleului. Experienţe mai precise au arătat că, de fapt, legea lui Coulomb rămâne valabilă chiar atunci când particula alfa se apropie atât de mult de nucleu, încât ajunge aproape în contact cu el. Cu alte cuvinte, chiar dacă între nucleu şi particula alfa este o distanţă foarte mică, forţele nucleare sunt încă neglijabile în comparaţie cu cele coulombiene. Aceleaşi concluzii rezultă şi din faptul că bariera de potenţial reprezentată în figura 62 dă cu o mare precizie viaţa medie a particulelor alfa găsită experimental dacă punctul B se alege astfel încât să fie situat la o distanţă egală cu suma razelor particulei alfa şi a nucleului.

O evaluare mai bună a razei de acţiune a forţelor nucleare se obţine din experienţele de împrăştiere a neutronilor pe protoni. În forma cea mai simplă din punct de vedere teoretic, experienţa se face în modul următor: se trece un fascicul de neutroni prin hidrogen gazos şi se urmăreşte câţi neutroni sunt deviaţi de la traiectoria rectilinie iniţială şi sub ce unghi; dacă am avea de-a face cu o forţă de rază de acţiune mare, ca forţa coulombiană, ar trebui ca neutronii care trec la o distanţă mai mare de un proton să fie doar foarte puţin deviaţi, iar cei care trec mai aproape să sufere o deviere mai mare. Ar trebui deci ca cele mai multe particule să fie doar puţin deviate şi numai câteva dintre ele să iasă sub unghiuri mari, întocmai ca în experienţele lui Rutherford asupra devierii particulelor alfa.

În realitate se observă însă că foarte puţini neutroni se ciocnesc cu nucleele de hidrogen, dar că toţi sunt atât sub unghiuri mari, cât şi sub unghiuri mici. Aceasta este exact comportarea la care trebuie să ne aşteptăm în cazul împrăştierii undelor pe o neomogenitate locală foarte mică, de dimensiuni mai mici decât lungimea de undă. Prin urmare, putem trage concluzia că efectul forţelor nucleare este limitat la o distanţă mai mică decât lungimea de undă a neutronilor folosiţi în aceste experienţe, cu energii până la câţiva MeV. Cunoscând fracţiunea de neutroni împrăştiaţi la trecerea printr-o cantitate dată de hidrogen şi modul cum variază acest număr cu energia neutronilor, se poate deduce că forţele nucleare acţionează numai pe o distanţă de aproximativ $2x10^{-13}$ cm, distanţă mică chiar la scara atomică.

Asemănător putem studia şi trecerea protonilor prin hidrogen gazos. Desigur, în acest caz vom observa multe devieri cu unghiuri mici datorită respingerii electrice dintre protonii în mişcare şi cei din hidrogenul gazos» dar la energii înalte şi la unghiuri mari se obţine o împrăştiere suplimentară datorită forţelor nucleare. Rezultatul interesant al acestei experienţe constă în faptul că forţa

nucleară dintre doi protoni se dovedeşte a fi exact aceeaşi ca între un neutron şi proton.

Întrucât un neutron şi un proton pot fi menţinuţi laolaltă datorită interacţiunii lor reciproce, formând un deuteron, la prima vedere s-ar putea presupune că problema analogă a interacţiunii mutuale dintre doi protoni trebuie să ducă de asemenea la existenţa unei stări legate, în care doi protoni să se menţină laolaltă. Ei ar forma astfel un nucleu de masă 2 şi sarcină 2, cu alte cuvinte un izotop de heliu de greutate atomică 2. De fapt însă lucrurile nu stau aşa.

Motivul trebuie căutat în principiul de excluziune al lui Pauli, care a fost discutat în cap. 8 pentru cazul electronilor şi care este de asemenea valabil pentru protoni şi neutroni. Conform acestui principiu, doi protoni nu se pot găsi exact în aceeaşi stare de mişcare dacă spinii lor sunt paraleli. Pe de altă parte, protonul şi neutronul sunt particule diferite, deci principiul de excluziune nu impune nici o restricţie în ceea ce priveşte stările lor de mişcare. Se constată că singura stare legată a deuteronului este aceea în care cele două particule se mişcă în acelaşi fel şi au spinii paraleli; pentru două particule identice, de exemplu doi protoni, o asemenea stare ar contraveni principiului lui Pauli.

Avem toate motivele să credem că şi forţa nucleară dintre doi neutroni ar fi aceeaşi ca între doi protoni sau între un neutron şi un proton. Aceasta nu se poate verifica direct, deoarece în practică nu putem observa ciocnirea dintre doi neutroni (nu dispunem niciodată în practică de suficient de mulţi neutroni pentru a-i folosi drept ţintă pe care s-o bombardăm cu alţi neutroni şi să obţinem astfel o ciocnire directă. Totuşi ştim că forţele de interacţiune neutron-neutron şi proton-proton trebuie să fie în totul similare, deoarece fiecare nucleu manifestă o comportare asemănătoare cu a nucleului pe care l-am obţine schimbând toţi neutronii cu protoni şi viceversa. De exemplu, energia de legătură şi comportarea la ciocniri a izotopului de hidrogen cu masa 3 (tritiul, care este extrem de rar în natură, dar poate fi fabricat în laborator), care constă dintr-un proton şi doi neutroni, sunt în totul similare cu cele ale izotopului de heliu de aceeaşi masă, dar care conţine doi protoni şi un neutron. Acesta din urmă este ceva mai puţin puternic legat, dar această diferenţă corespunde tocmai celei la care ar trebui să ne aşteptăm ca urmare a respingerii mutuale dintre cei doi protoni. Această comparaţie, ca şi altele asemănătoare, dovedeşte că forţele nucleare dintre protoni şi neutroni sunt perfect simetrice.__

Constatăm, aşadar, că există aceeaşi forţă între doi protoni, doi neutroni sau un proton şi un neutron, şi această regulă, denumită independenţa de sarcină a forţelor nucleare, duce la o simplificare

sensibilă a problemei. Alte amănunte asupra forţelor nucleare se obţin din experienţele la energii mai înalte, de ordinul a câtorva sute de MeV, care au devenit posibile datorită existenţei acceleratorilor de particule de energii mari, despre care am amintit în acest capitol. La aceste energii, lungimea de undă a particulelor-proiectil devine mai mică decât raza de acţiune a forţelor nucleare şi apar imagini de difracţie mai complicate.

Prezintă interes special o anumită observaţie. La câteva sute de MeV, energia cinetică a particulelor este mult mai mare decât energia lor potenţială mutuală la distanţă foarte mică, care este de ordinul 30 — 50 MeV, şi, prin urmare, ar trebui să ne aşteptăm ca particula incidentă să fie doar foarte uşor deviată. Cu alte cuvinte, atunci când bombardăm hidrogen cu neutroni de energii atât de înalte, ar trebui ca majoritatea neutronilor împrăştiaţi să fie emişi aproape direct înainte, fiind deviaţi doar sub unghiuri mici.

Experienţele arată, într-adevăr, că mulţi dintre neutronii deviaţi zboară aproape direct înainte, dar un număr egal de neutroni este deviat sub unghiuri mari, protonul fiind azvârlit aproape exact înainte. Aceasta ar fi explicabil numai dacă forţele ar fi în parte „forţe de schimb“. Prin forţe de schimb înţelegem forţele al căror rezultat este schimbarea identităţii între particule, astfel încât particula care zboară înainte să devină proton şi să poarte sarcină electrică, în timp ce particula care a fost lovită şi care capătă un uşor recul să devină neutron. Existenţa unor asemenea forţe de schimb a fost într-adevăr prevăzută teoretic, cu mult înainte să fi devenit posibile experienţele la energii înalte, din felul cum variază energiile de legătură ale nucleelor mai grele. Expunerea raţionamentelor care au dus la această concluzie ne-ar duce însă la probleme prea complicate.

Astăzi dispunem de informaţii detailate asupra forţelor nucleare care ne arată că aceste forţe au o natură foarte complexă. De exemplu, se ştie că forţele nucleare dintre două particule depind de orientarea spinilor lor, paraleli sau opuşi (am mai menţionat că neutronul şi protonul se atrag suficient de puternic pentru a forma o stare legată numai atunci când spinii lor sunt paraleli). Atunci când spinii celor două particule sunt paraleli, forţa dintre ele nu este, ca în cazul forţelor electrice dintre două sarcini, numai o forţă de atracţie reciprocă, ci acţionează şi într-o direcţie diferită, tinzând să le aşeze astfel încât linia ce le uneşte să devină paralelă cu direcţia spinilor lor. Există de asemenea indicaţii că forţele depind de direcţia (în raport cu cea a spinilor particulelor) momentului cinetic rezultat din rotaţia uneia în jurul celeilalte. Există de asemenea multe alte complicaţii.

MODELUL ÎN PĂTURI.

STĂRI EXCITATE

Chiar dacă am cunoaşte cu precizie legile care guvernează forţele nucleare, calcularea mişcării neutronilor şi a protonilor în alte nuclee decât cele mai simple încă ar fi o problemă dificilă. Această dificultate este analogă cu cea care apare şi în cazul atomilor. Am văzut că în cazul atomilor putem clasifica stările posibile ale atomului considerând că electronii se mişcă independent unul de altul. Astfel se presupunea că fiecare electron se mişcă într-un câmp potenţial, care reprezintă atracţia nucleului şi respingerea medie datorită tuturor celorlalţi electroni. Tot astfel putem trata nucleul considerând fiecare neutron şi proton ca mişcându-se independent de ceilalţi într-un câmp potenţial, care reprezintă atracţia medie datorită tuturor celorlalte particule laolaltă. Tot ca în cazul atomului, stării celei mai joase îi corespunde absenţa rotaţiei, şi, conform principiului lui Pauli, în această stare se pot afla doi neutroni (cu spini opuşi) şi doi protoni. Dacă li se mai adaugă o particulă, aceasta trebuie să ocupe următorul nivel şi, prin urmare, ea este legată mai puţin puternic. Un nucleu constând din doi neutroni şi doi protoni, adică o particulă alfa, ar trebui să constituie deci, din acest punct de vedere, o grupare deosebit de stabilă, astfel încât să fie necesară o energie foarte mare pentru a îndepărta din ea o particulă, iar la adăugarea încă a unei particule să se câştige mult mai puţină. Experienţa confirmă într-adevăr aceasta. De aici se vede şi de ce particulele alfa apar în mod natural ca produs de dezintegrare al radiului şi al altor nuclee radioactive.

Similar se pot trata şi celelalte nuclee, şi aceasta conduce la „modelul în pături“, care a fost foarte util pentru înţelegerea multor regularităţi ce apar în tabloul nucleelor. Totuşi, mult mai mult decât în cazul atomului, el rămâne un model foarte grosolan, ceea ce nu este de mirare. Datorită razei mici de acţiune a forţelor nucleare, un neutron care se mişcă într-un nucleu nu este supus, de fapt, acţiunii forţelor exercitate de toate celelalte particule, ci numai de cele din imediata sa vecinătate; în consecinţă, mişcarea sa este cu mult mai puternic influenţată de ceea ce se petrece cu vecinii săi decât mişcarea unui electron atomic. De această influenţă nu ţine seama modelul în pături, care tratează particulele ca mişcându-se independent unele de altele.

Până acum am vorbit aproape numai despre nucleele în starea lor normală. Dar, ca şi atomul, nucleul poate fi de asemenea într-o stare excitată, de energie mai mare. Ca şi atomul, el pierde în general această energie prin emiterea unuia sau a mai multor fotoni și se întoarce la starea normală. Prin urmare, ori de câte ori nucleele sunt puternic excitate, trebuie să ne aşteptăm la apariţia

unor fotoni de mare energie, adică la radiaţie gamma. Nucleele sunt excitate prin dezintegrarea radioactivă, de exemplu prin emisia de particule alfa, ca rezultat apărând radiaţiile gamma care s-a observat că însoţesc în multe cazuri dezintegrarea radioactivă. Nucleele pot fi excitate şi prin bombardarea din exterior, şi aceasta dă posibilitatea să studiem aproape pentru toate nucleele emisia radiaţiilor gamma şi să deducem de aici energiile stărilor lor excitate.

Alte informaţii asupra acestor stări excitate se obţin din studiul pierderilor de energie ale particulelor la ciocnirile nucleare (energia pierdută de particulă se consumă pentru excitarea nucleului) şi din bilanţul energetic al reacţiilor, la sfârşitul cărora unul sau mai multe nuclee ajung în stări excitate.

Studiul nivelelor nucleare de energie, sau spectroscopia nucleară, a dus astfel la obţinerea unei cantităţi enorme de date experimentale, care pot fi folosite pentru a lămuri mai în detaliu problemele legate de forţele nucleare şi de mişcările din interiorul nucleului.

RADIAŢIA BETA

Nu am menţionat până acum radiaţiile beta, care au fost cunoscute de asemenea de la primele cercetări asupra radioactivităţii. Prin radiaţii beta se înţeleg radiaţiile emise de unele nuclee, care constau, aşa cum a arătat Rutherford, din electroni rapizi. De unde vin aceşti electroni? S-ar putea crede că şi ei fac parte din structura nucleului; dar aceasta ar fi în contradicţie cu concluzia că nucleele constau numai din neutroni şi protoni, concluzie care a fost confirmată pe multe căi. În afară de aceasta, ar fi greu de admis că electronii ar putea fi menţinuţi în limitele unei regiuni atât de mici cum este nucleul atomic, deoarece —conform principiului de nedeterminare — ei ar trebui să aibă în acest caz energii de multe sute de MeV; dacă, totuşi, ar exista forţe atractive suficient de puternice care să menţină electronul în limitele unei asemenea regiuni, ele s-ar fi manifestat în multe experienţe.

Se impune deci concluzia că electronii emişi iau naştere în momentul în care are loc dezintegrarea beta a nucleului şi că bilanţul de sarcină este echilibrat prin transformarea unui neutron în proton. Totuşi, aceasta nu descrie în întregime fenomenul. Dezintegrarea beta se produce, de obicei, la un nucleu care nu a suferit multă vreme nici o perturbaţie şi pe care trebuie să-l presupunem deci în starea sa energetică cea mai joasă. Prin urmare, energia sa este bine precizată. Dezintegrarea beta poate avea loc numai dacă nucleul rezultat, care are un proton mai mult şi un neutron mai puţin decât cel iniţial, are o energie mai mică. Acest nucleu se va afla şi el la sfârşitul reacţiei într-o stare cu energie bine

definită, iar diferenţa de energie *E* dintre cele două stări ar urma să fie prelucrată de către electron. Ţinând seama de masa de repaus, diferenţa $E — mc^2$ ar trebui să apară ca energie cinetică a electronului. Cu alte cuvinte, toţi electronii care rezultă din dezintegrarea beta a unui nucleu dat ar trebui să aibă aceeaşi energie.

Dar faptele experimentale nu confirmă aceasta. Dacă măsurăm energiile electronilor proveniţi de la o substanţă radioactivă dată, constatăm că ele sunt cuprinse într-un domeniu ce se întinde de la zero până la o energie maximă. Ori de câte ori diferenţa energiilor *E* poate fi măsurată direct din alte reacţii, se constată că ea este egală cu energia maximă $E — mc^2$. S-ar părea deci că în fiecare proces de dezintegrare beta dispare o cantitate variabilă de energie.

Aceeaşi contradicţie se observă la măsurarea momentului cinetic total, care ar trebui să varieze într-un asemenea proces. Să considerăm, pentru simplificare, că nucleul conţine la un loc un număr par de neutroni şi protoni. Fiecare dintre aceste particule are, aşa cum ştim, un spin egal cu o jumătate de unitate. Prin urmare, un număr par de asemenea particule trebuie să dea un număr întreg de unităţi de moment cinetic. Mişcarea particulelor una în jurul celeilalte trebuie de asemenea să dea (vezi cap. 8) un număr întreg de unităţi; prin urmare, înainte de a suferi dezintegrarea beta, nucleul avea un număr întreg de unităţi de moment cinetic. Acelaşi lucru este valabil şi pentru nucleul care rămâne după dezintegrare. Dar am obţinut un electron în plus, care are şi el un spin de o jumătate de unitate. Cu alte cuvinte, din bilanţ lipseşte o jumătate de unitate, şi ea nu poate fi nicidecum compensată prin mişcarea particulelor, care vor contribui întotdeauna cu un număr întreg de unităţi.

Pentru a explica aceste discrepanţe, Pauli a emis ipoteza că o dată cu electronul se generează şi o nouă particulă, care scapă detecţiei. Aceasta trebuie să fie neutră (dacă ar purta o sarcină electrică, ea ar putea fi uşor pusă în evidenţă de oricare din detectorii obişnuiţi); de asemenea trebuie să aibă spinul egal cu o jumătate de unitate. Această particulă ar restabili imediat bilanţul momentului cinetic şi este foarte rezonabil să presupunem că, într-un proces în care se generează două particule, energia disponibilă s-ar împărţi între ele într-un mod care variază de la caz la caz. Acestei noi particule, atât de greu observabile experimental, i s-a dat numele de neutrino.

Studii detaliate asupra modului cum se împarte energia între electron şi neutrino au arătat că masa acestuia din urmă trebuie să fie mult mai mică decât a electronului. Ea este probabil zero, ca cea a cuantelor de lumină. La început, introducerea unei asemenea

particule, care nu a fost niciodată văzută direct, ci, ca să ne exprimăm astfel, numai în scopul de a satisface bilanţul energetic, părea oarecum artificială. Particula a căpătat ceva mai multă realitate atunci când o serie de măsurări îngrijite ale reculului nucleului rezultat din procesul de dezintegrare beta au arătat că nici impulsul nucleului nu este exact egal cu al electronului creat, diferenţa fiind în concordanţă cu ipoteza că se emite o particulă al cărei impuls este egal tocmai cu cel al unei particule care s-ar mişca cu energia ce lipseşte din bilanţ.

Cu toate acestea, nu vom fi niciodată absolut siguri de existenţa neutrinului până când nu vom reuşi să observăm un proces provocat de această particulă[12]. Desigur, un asemenea proces este, în principiu, posibil. Dacă un neutrino poate să fie emis într-un proces nuclear, trebuie să fie posibil şi procesul invers, şi anume ca un neutrino care se ciocneşte cu un nucleu să fie absorbit fie o dată cu unul dintre electronii atomici din vecinătate, fie ducând la eliminarea unui nou electron. Se știe însă că un asemenea eveniment ar trebui să fie extrem de rar, deoarece însăşi dezintegrarea beta este un proces extrem de lent. Viaţa medie a unui nucleu care suferă dezintegrare beta poate fi de ore sau de săptămâni sau chiar mai mult, în funcţie de energia disponibilă, iar acesta reprezintă un timp extrem de lung în comparaţie, de exemplu, cu timpul care ar fi necesar unui neutrino pentru a traversa un nucleu, timp de ordinul a 10^{-24} secunde. În consecinţă, în procesul invers, un neutrino ar trebui să treacă în apropierea a foarte multor nuclee până când ar avea şansa de a provoca un proces beta invers. Astfel s-a calculat, de exemplu, că un neutrino ar putea străbate de multe ori Pământul înainte de a suferi o singură ciocnire.

În ciuda acestor şanse extrem de mici, s-au obţinut totuşi unele indicaţii asupra acestui proces beta invers. Cu toate acestea, va fi necesar să mai treacă destul de multă vreme pentru ca această descoperire să fie confirmată cu certitudine.

Fenomenul de dezintegrare beta se observă nu numai la elementele radioactive naturale, ci el apare la producerea artificială prin bombardare sau pe orice altă cale a unui nucleu cu număr de neutroni mult mai mare faţă de numărul protonilor, astfel încât energia sa să poată scădea cu mai mult de mc^2 prin transformarea unui neutron în proton. Neutronul însuși este radioactiv, întrucât, așa cum s-a menţionat, el este ceva mai greu decât un proton plus un electron. El se dezintegrează într-un proton, un electron şi un neutrino, cu o viaţă medie de aproximativ 20 de minute.

Invers, dacă un nucleu conţine prea mulţi protoni, unul dintre protoni se poate transforma în neutron, cu emisia unui electron

pozitiv şi a unui neutrino. Acest proces a fost descoperit de soţii Joliot-Curie şi a constituit primul exemplu de radioactivitate artificială, adică de producere, prin bombardare artificială, a unor noi nuclee instabile beta active (care emit radiaţii beta).

Existenţa, atât a dezintegrării beta negative, cât şi a celei pozitive, explică de ce fiecare element din natură nu are decât câţiva izotopi stabili. Dacă ne imaginăm protonii şi neutronii din nucleu ca umplând nivele (sau pături) distincte de energie, principiul lui Pauli cere ca, atunci când sunt prea mulţi neutroni într-un nucleu, ei să ocupe nivele şi excitate de mare energie, în timp ce protonii, mai puţin numeroşi, vor umple doar nivelele mai joase. În acest caz este limpede că prin transformarea unui neutron în proton se va câştiga energie, deoarece procesul va permite neutronului să cadă de pe cel mai înalt nivel neutronic pe un nivel incomplet ocupat de protoni, situat mai jos. Cu alte cuvinte, prin transformarea unui neutron în proton se poate pune în libertate energie, şi aceasta înseamnă că dezintegrarea beta devine posibilă. Invers, dacă într-un nucleu există mai mulţi protoni decât neutroni, s-ar putea pune în libertate energie prin transformarea unui proton în neutron, adică prin dezintegrare beta pozitivă.

De fapt, dacă aceste consideraţii ar fi luate riguros, ar trebui ca nucleele să fie stabile numai atunci când conţin un număr egal de protoni şi neutroni. În cazul elementelor uşoare, lucrurile stau într-adevăr aşa. De exemplu, izotopul obişnuit al oxigenului conţine, aşa cum am văzut, 8 protoni şi 8 neutroni. Dar în cazul elementelor grele numărul neutronilor întrece pe cel al protonilor. De exemplu, izotopul cel mai stabil al plumbului conţine 82 de protoni şi 126 de neutroni. Cauza constă în faptul că respingerea electrică a protonilor conferă nucleului o mare energie potenţială electrică, care creşte cu numărul protonilor. Acest fapt modifică echilibrul în sensul creşterii numărului de protoni.

Raportul dintre numărul de neutroni şi de protoni reprezintă, de fapt, un compromis între tendinţa de egalare a numărului acestor particule, cât mai multe dintre ele trebuind să fie situate pe nivelele inferioare de energie, şi tendinţa de a reduce numărul protonilor pentru a se reduce energia electrostatică. Gruparea nucleelor stabile în jurul anumitor valori ale numărului de neutroni şi de protoni poate fi explicată în mod foarte satisfăcător prin acest raţionament.

FISIUNEA. SURSE DE ENERGIE

Aşa cum am văzut mai sus, nucleele grele au o energie electrostatică considerabilă, datorită sarcinii electrice a protonilor pe care îi conţin; prin urmare, s-ar putea câştiga energie şi prin spargerea unui asemenea nucleu în două, deoarece astfel s-ar

micşora sarcina fiecărui fragment. Fiecare fragment produs pe această cale va fi beta activ şi deci sarcina sa se va mări într-o oarecare măsură, numărul protonilor devenind astfel mai apropiat de cel al neutronilor. Pentru cele mai multe nuclee, această experienţă este doar ipotetică, deoarece operaţia despicării unui nucleu nu poate fi efectuată fără a investi mai întâi o cantitate mare de energie, chiar dacă până la urmă vom recupera mai multă energie decât am investit. Modul cel mai simplu în care s-ar putea reprezenta acest proces este ilustrat în figura 65.

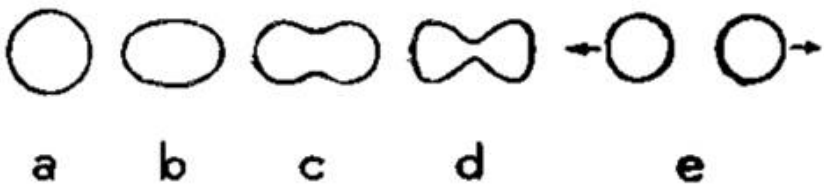


Fig. 65. Fisiunea

Normal, nucleul este aproape sferic, ca în figura 65 a. Dacă ,,tragem“ puţin de el, astfel încât să-i dăm o formă ovală ca în figura 65 b, trebuie să efectuăm un lucru mecanic împotriva atracţiei reciproce dintre neutroni şi protoni, care tinde să-l menţină în forma cea mai compactă, sferică.

La început obţinem doar foarte puţină energie ca urmate a creşterii distanţei dintre sarcinile electrice. Dacă însă mergem destul de departe cu deformaţia, efectul creşterii distanţei va fi cu mult mai mare decât cel datorit formei mai puţin compacte şi, o dată atinsă o formă ca cea din figura 65 c, respingerea dintre cele două capete va da nucleului o formă ca cea din figura 65 d; în cele din urmă, cele două părţi se vor separa. Ele vor fi atunci azvârlite cu forţă considerabilă, datorită respingerii electrostatice dintre fragmente.

Acest proces este cunoscut sub denumirea de fisiune. Dacă sarcina este suficient de mare, de exemplu mai mare decât 120 de sarcini protonice, întregul proces care porneşte din a va continua nucleul trecând de la o stare cu energie mai mare la alta cu energie mai mică, cu alte cuvinte procesul va decurge spontan, fără nici o intervenţie din exterior. Asemenea nuclee nu ar putea exista nici măcar un timp suficient pentru a putea fi observate.

Chiar în cazul unor sarcini mai mici există o mică probabilitate ca acest proces de fisiune să aibă loc spontan. Aceasta se datoreşte fenomenului trecerii prin bariera de potenţial, pe care l-am discutat la sfârşitul cap. 8. Conform mecanicii cuantice, un nucleu poate trece printr-o stare de energie înaltă ,,împrumutând“ energie necesară pentru aceasta, cu condiţia ca ,,împrumutul“ să poată fi

restituit după un timp scurt; prin urmare, există o mică probabilitate ca nucleul „să împrumute" suficientă energie pentru a trece prin toate stadiile de la *a* la *d* şi apoi să se rupă. Acest proces al fisiunii spontane este măsurabil chiar şi la uraniu, elementul cel mai greu din natură. El este un proces destul de rar, mult mai puţin frecvent decât al dezintegrării alfa, ea însăşi un proces destul de lent. Cele mai multe nuclee de uraniu vor emite deci o particulă alfa înainte de a putea suferi o fisiune. Fisiunea spontană constituie una dintre cauzele pentru care elementele mai grele nu supravieţuiesc în natură.

Procesul de fisiune poate fi iniţiat prin bombardarea cu neutroni. Dacă un neutron, fie el chiar lent, loveşte un nucleu de uraniu, el este atras de celelalte particule şi, prin urmare, pătrunde în nucleu cu o energie cinetică considerabilă. Această energie va fi împărţită cu toate celelalte particule şi, ca urmare, se va produce o mişcare violentă şi neregulată a întregului nucleu. În cursul acestei mişcări se poate foarte bine întâmpla ca nucleul să se deformeze şi să ajungă într-una din formele din fig. 65 *b* sau *c* şi în acest caz se produce fisiunea.

Totuşi, aceste vibraţii ale nucleului nu durează decât un timp scurt, deoarece orice sistem în vibraţie emite radiaţii electromagnetice, întocmai ca un atom excitat, şi în felul acesta pierde energie. Problema este deci: în timpul scurt cât durează vibraţiile se poate produce fisiunea? Aceasta depinde, pe de o parte, de intensitatea vibraţiilor (ceea ce, la rândul său, depinde de forţa cu care este atras neutronul suplimentar) şi, pe de altă parte, de cât de puternică este tendinţa la fisiune. În acest sens, izotopul mai uşor al uraniului, cel cu masa de 235 de unităţi, este mai susceptibil să sufere fisiune decât izotopul mai greu şi mai abundent, de masă 238. Primul are pentru aceeaşi sarcină dimensiuni mai mici şi deci tendinţa sa spre fisiune este mai puternică. Totodată, atracţia pe care o exercită el asupra unui neutron suplimentar este mai mare şi, prin urmare, capturând un neutron, ajunge într-o mişcare de vibraţie mai intensă. Rezultă că aproape ori de câte ori un nucleu de uraniu 235 capturează un neutron, el suferă o fisiune. În cazul unui nucleu de uraniu 238, aceasta nu se va întâmpla practic niciodată. Uraniul 238 poate fi fragmentat numai dacă utilizăm neutroni rapizi, care fac să crească intensitatea vibraţiilor. Mai există încă câteva elemente care se pot fisiona dacă se utilizează neutroni suficient de rapizi.

Atunci când cele două fragmente s-au despărţit, ca în figura 65 *c*, ele se vor afla din nou într-o mişcare internă intensă, ca urmare a separării lor violente; această mişcare este echivalentă cu mişcarea termică a unei picături de lichid, descrisă în cap. 5. Aşa cum

agitaţia termică a moleculelor dintr-un lichid duce la evaporarea acestuia, adică la expulzarea în afară a câtorva molecule, tot aşa şi mişcarea fragmentelor de fisiune poate duce la azvârlirea unuia sau mai multor neutroni. Aceşti neutroni, la rândul lor, se pot ciocni cu alte nuclee de uraniu, ducând la fisionarea acestora şi la producerea altor neutroni. Astfel numărul neutronilor creşte rapid. Dacă presupunem, pentru simplitate, că fiecare fisiune produce doi neutroni şi că pierderea de neutroni prin alte procese decât ciocnirea cu nucleele de uraniu este neglijabilă, atunci cei doi neutroni vor produce fiecare câte o nouă fisiune, deci încă doi neutroni; prin urmare, a doua „generaţie" va consta din 4 neutroni, a treia din 8, a patra din 16 etc. Numărul total de neutroni, deci şi energia totală pusă în libertate, ar creşte, ajungând rapid la proporţii catastrofale dacă nu s-ar lua măsuri pentru a ţine procesul sub control.

Acest proces are o importanţă capitală în construirea reactorilor nucleari care să producă energie atomică într-un mod controlat, precum şi în bomba atomică. Dacă ne-am fi propus să ne ocupăm de importanţa fizicii nucleare pentru scopuri practice, am fi considerat acest capitol doar ca o introducere în descrierea fisiunii nucleare. Scopul nostru fiind însă explicarea unora dintre legile naturii, trebuie să considerăm descoperirea fisiunii doar ca un mic episod dintr-o istorie lungă care continuă încă.

Descoperirea energiei atomice a adus însă şi contribuţii importante la progresul cunoştinţelor noastre despre nucleu, şi aceasta nu numai datorită faptului că a făcut să crească interesul pentru fizica nucleară. Reactorii nucleari, în care se pune în libertate un număr foarte mare de neutroni şi care sunt deci surse extrem de intense de neutroni, trebuie adăugaţi pe lista instalaţiilor pentru producerea unor fascicule intense de particule-proiectile necesare bombardării nucleelor atomice în scopul studierii comportării lor.

Energia pusă în libertate în procesul de fisiune, folosită în reactorii nucleari, provine din spargerea nucleelor, fenomen însoţit de un câştig de energie.

La cealaltă extremă se poate câştiga energie prin combinarea (sinteza) nucleelor uşoare. Această sursă de energie este şi ea de cea mai mare importanţă practică pentru noi, deoarece, în ultimă analiză, reprezintă izvorul căldurii Soarelui (şi a stelelor), fără de care viaţa ar fi imposibilă şi din care derivă în mod direct sau indirect toate celelalte surse de energie de care dispunem. În interiorul Soarelui au loc ciocniri între nucleele atomilor, al căror rezultat este combinarea elementelor mai uşoare în elemente mai grele, în particular formarea de heliu şi de alte elemente din

hidrogen. Ce condiţii sunt necesare pentru acest proces?

La spargerea unui nucleu greu, ca cel de uraniu, avem de-a face cu un nucleu care este el însuşi exploziv şi necesită doar uşoara perturbare produsă de un neutron lent pentru declanşarea procesului. Pentru combinarea a două nuclee uşoare este necesar să le aducem mai întâi în contact, iar acestei acţiuni i se opune forţa de respingere coulombiană. Am mai menţionat că, dacă încercăm să facilităm acest proces folosind protoni sau alte particule încărcate care au fost în prealabil accelerate în laborator, cele mai multe dintre ele vor fi încetinite (frânate) înainte de a se fi putut ciocni şi, o dată încetinite, respingerea electrică se va opune oricărei ciocniri. În acest proces de încetinire, energia lor se transformă în căldură. Singura posibilitate pentru a transforma o cantitate însemnată de materie prin asemenea ciocniri constă în ridicarea temperaturii până la un asemenea punct, încât mişcarea termică neregulată a nucleelor să le confere o viteză suficientă pentru ca ele să sufere ciocniri în ciuda forţelor de respingere. La o temperatură atât de înaltă, nucleele nu-şi mai pierd energia prin frânare, ci, trecând prin materie, ele tind să câştige tot atâta energie câtă pierd, menţinându-şi în medie energia cinetică la $\frac{3}{2}kT$ (*k* fiind constanta lui Boltzmann şi *T* temperatura), aşa cum am văzut în cap. 4.

În interiorul Soarelui, temperatura este de circa 20.000.000˚C. La o asemenea temperatură, energia cinetică a unui nucleu este de 3.000 electronvolţi. Această energie este egală cu energia potenţială a doi protoni sau deuteroni ce se află la o distanţă de $5x10^{-11}$ cm unul de celălalt. Protonii se pot deci apropia uşor unii de alţii până la această distanţă, în ciuda forţelor dintre ei. Această distanţă nu este încă suficientă pentru o ciocnire directă, raza nucleului celui mai greu fiind de 10^{-12} cm, iar elementele uşoare fiind încă de circa 5 ori mai mici. Cu toate acestea, două fapte uşurează lucrurile: în primul rând, posibilitatea pe care o au particulele de a străbate printr-o barieră de potenţial, care am văzut că joacă un rol important şi în procesul dezintegrării alfa. În al doilea rând, în agitaţia lor termică dezordonată, atomii nu au toţi aceeaşi viteză, ci unii sunt mai rapizi, iar alţii mai lenţi. Va exista deci totdeauna o fracţiune de atomi care să aibă o viteză suficient de mare pentru o ciocnire directă.

Dar chiar şi în condiţiile extreme din interiorul Soarelui asemenea ciocniri sunt foarte rare. Poate doar un atom dintr-un milion suferă o asemenea ciocnire într-un an; altfel Soarele ar fi ,,ars“ deja de mult.

Dacă vrem să producem pe cale artificială asemenea procese,

numite termonucleare, trebuie mai întâi să putem produce temperaturi sensibil mai înalte decât cele din Soare pentru a obţine un randament substanţial într-un timp rezo

nabil. Aceasta elimină, pe cât se pare, posibilitatea folosirii acestui proces pentru o degajare de energie continuă şi controlată, aşa cum este posibil în cazul fisiunii, deoarece nu există materiale care să poată suporta asemenea temperaturi chiar numai timp de câteva secunde. Situaţia este diferită în cazul unei degajări explozive de energie, în care pereţii vasului care conţin ingredientele, precum şi restul aparaturii se vor distruge în orice caz. În timp ce scriu această carte s-a anunţat că atât Statele Unite, cât şi Uniunea Sovietică au reuşit să producă explozia unor asemenea „bombe termonucleare". Deşi nu s-au publicat detalii, principiul constă, desigur, în aceea că energia degajată de o bombă cu fisiune este folosită pentru a încălzi un amestec adecvat de elemente uşoare până la o temperatură similară sau mai mare decât cea din centrul Soarelui şi astfel se iniţiază o reacţie termonucleară[13].

Explorând structura materiei în încercările noastre de a găsi legile fundamentale, am constatat că ea constă din atomi. Am constatat că natura atomului depinde de nucleul său, a cărui masă o determină practic pe cea a atomului şi a cărui sarcină electrică determină numărul de electroni pe care acesta îi posedă în mod normal şi, prin aceasta, comportarea sa chimică, precum şi caracteristicile sale fizice obișnuite. Am văzut că nucleele sunt constituite din protoni şi neutroni în proporţii cunoscute şi am căpătat unele cunoştinţe asupra comportării protonilor şi a neutronilor în nucleu şi a forţelor dintre ei, deşi aceste cunoştinţe sunt încă departe de a fi complete.

Am urmărit cum s-a realizat vechiul vis al alchimiştilor de a transforma un element chimic în altul, cel puţin în cantitate mică, deşi valoarea oricărui material preţios produs în felul acesta este de departe eclipsată de energia pe care omul a învăţat s-o degaje şi s-o folosească.

Două tipuri de probleme ne-au rămas neelucidate. Prima dintre ele este în legătură cu originea materiei. Cum s-au format nucleele care constituie materia din jurul nostru? De ce se întâlnesc unele elemente mai frecvent decât celelalte? De ce unii izotopi ai fiecărui element sunt cu mult mai abundenţi decât ceilalţi?

Aceste probleme sunt legate de originea planetei noastre şi de istoria universului. În momentul de faţă nu se produce nici o schimbare în compoziţia atomică a materiei din jurul nostru, cu excepţia celor din micile cantităţi care mai supravieţuiesc de elemente instabile, ca radiul şi uraniu!. Dar este probabil că, în

trecutul foarte depărtat, Pământul şi celelalte planete constituiau, laolaltă cu Soarele, o masă fierbinte, în care, prin reacţii termonucleare, s-ar fi putut forma din nuclee uşoare nuclee mai grele. Speculaţiile asupra a ceea ce a survenit înainte de aceasta ne duc în domeniul cosmogoniei, adică al ştiinţei structurii şi originii universului. O trecere în revistă a principalelor probleme ale cosmogoniei ar ieşi din cadrul acestei cărţi şi în orice caz ele nu pot fi încă considerate ca făcând parte din legile bine stabilite ale naturii. Domeniul cosmogoniei abundă în speculaţii dintre cele mai seducătoare, dar deocamdată foarte puţine concluzii sunt necontroversate.

Un alt tip de probleme nerezolvate îl constituie natura precisă a forţelor nucleare şi întrebarea cu privire la ce alte particule ar mai putea exista în afara celor pe care le-am întâlnit până acum (respectiv electronul, protonul, neutronul, fotonul, neutrinul) şi a combinaţiilor lor. Faptele pe care le vom descrie în ultimul capitol, care ne va duce până la stadiul actual al cercetărilor în domeniul legilor fundamentale, se vor referi la aceste probleme.

11

Mezoni şi alte particule noi

RAZELE COSMICE ŞI APARATAJUL FOLOSIT PENTRU STUDIEREA LOR

Acest capitol este consacrat studiului unor particule noi, dintre care cele mai multe au fost descoperite abia în ultimii ani. Legile care determină comportarea lor sunt încă incomplet cunoscute, dar este deja limpede că între aceste particule şi legile nucleului există legături importante. De fapt, este aproape sigur că studiul din ce în ce mai aprofundat al noilor particule va duce la obţinerea unor indicaţii preţioase în legătură cu problemele încă nerezolvate privind forţele nucleare.

Cele mai multe dintre aceste particule au fost descoperite printre produsele secundare ale radiaţiei cosmice. Va fi deci util să începem studiul lor cu o scurtă descriere a acestui fenomen.

Am văzut că, la trecerea particulelor încărcate printr-un gaz, ele se ciocnesc cu atomii gazului şi smulg din ei electroni. Ca urmare, în gaz se vor găsi electroni liberi şi ioni pozitivi, care pot conduce electricitatea. Cea mai simplă demonstraţie a acestui fapt se poate face cu ajutorul unui electroscop ca cel schiţat în figura 8. Se încarcă electroscopul şi se aşază astfel, încât placa sa exterioară să se afle în imediata apropiere a unei alte plăci metalice legate la pământ, fără a fi însă în contact cu aceasta. Dacă apropiem acum o sursă radioactivă, de exemplu de radiu, electroscopul îşi pierde treptat sarcina, ceea ce se manifestă prin căderea treptată a foiţelor până ce ajung în poziţia verticală. Explicaţia acestui fenomen

constă în faptul că aerul devine bun conducător de electricitate, datorită ionilor pe care îi conţine, şi sarcina electrică se scurge în placa pusă la pământ. La începuturile studiilor de radioactivitate, aceasta era metoda cea mai obişnuită de măsurare a intensităţii radiaţiilor radioactive. Ea este folosită şi astăzi, aproape în aceeaşi formă, în instrumentele care înregistrează dozele de radiaţie din laboratoare pentru a se controla doza totală de radiaţie la care este expus personalul.

Pentru ca această metodă să devină mai sensibilă, s-a încercat să se mărească precizia electroscopului şi să se îmbunătăţească izolaţia sa, astfel încât rezultatele să nu fie influenţate de curentul ce curge prin pereţii săi. Totuşi, s-a constatat că și atunci când nu există nici un fel de substanţe radioactive tot mai apare o uşoară scurgere de sarcină. Electroscopul continuă să-şi piardă sarcina cu o viteză mică, dar constantă. Studiind fenomenul, Hess a descoperit ca această ionizare „de fond“ poate fi micşorată dacă înconjurăm electroscopul cu pereţi groşi sau dacă îl plasăm sub pământ sau sub apă. Pe de altă parte, ionizarea devine mult mai intensă, adică electroscopul îşi pierde sarcina mult mai rapid la altitudine mare, de exemplu pe un munte, într-un avion sau într-un balon.

Hess a tras concluzia că aceste fenomene trebuie să se datorească unei radiaţii care vine de deasupra noastră, şi, întrucât ar fi greu să se imagineze existenţa unei surse care s-o emită în păturile superioare ale atmosferei, ea trebuie să aibă originea în spaţiul cosmic şi să fie capabilă să străbată întreaga atmosferă. Aceste deducţii au fost confirmate în întregime de cercetările ulterioare. Pe măsură ce detectorii de particule au câştigat în sensibilitate şi au devenit capabili să distingă diferitele tipuri de particule, cunoştinţele noastre asupra naturii radiaţiei cosmice s-au lărgit considerabil, deşi nu ştim încă cu certitudine de unde vine ea.

La început s-a considerat de la sine înţeles că radiaţia cosmică, sau razele cosmice cum li se mai spune, constă din radiaţii electromagnetice, adică din radiaţii gamma, care pot pune în libertate electroni, prin efect Compton sau prin efect fotoelectric, la trecerea prin atmosfera terestră. Se ştie că, atunci când particulele încărcate trec prin materie, ele pierd energie. Era cunoscut faptul că razele cosmice puteau ajunge la nivelul mării sau puteau străbate pereţi de beton sau plăci groase de plumb; pentru aceasta ar fi trebuit ca particulele încărcate ce le compun să aibă energii care, la vremea aceea, păreau fantastice pentru a fi luate în consideraţie. Astăzi însă ştim că radiaţiile gamma produc doar o mică fracţiune din ionizarea ce se observă la nivelul mării, cea mai mare parte din aceasta datorindu-se particulelor încărcate.

Existența particulelor încărcate din razele cosmice poate fi

demonstrată pe multe căi. O metodă clasică constă în folosirea contorilor de tipul celor descrişi în cap. 10. Contorul este, în esenţă, un tub umplut cu un gaz adecvat, având în interior un fir metalic subţire care se află la o diferenţă de potenţial faţă de tub astfel încât chiar cea mai mică ionizare produsă de o particulă în interiorul contorului este suficientă pentru a declanşa o descărcare electrică slabă. Descărcarea dintr-un asemenea contor nu poate să indice altceva decât trecerea prin el a unei particule încărcate, dar nu spune nimic despre natura acesteia.

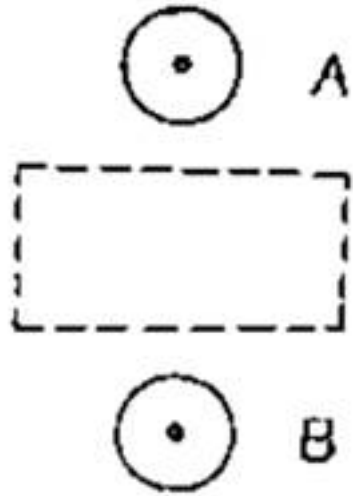


Fig. 66. Contori

Informaţii mai multe se obţin prin folosirea contorilor „în coincidenţă". Astfel, doi contori A şi B (fig. 66) sunt situaţi unul în apropierea celuilalt, iar instalaţia de măsurare este aranjată de aşa manieră, încât să înregistreze numai cazurile când ambii contori se declanşează exact în acelaşi timp. Aceasta se petrece fie atunci când a trecut prin ambii contori o singură particulă, fie când două particule diferite au trecut fiecare prin câte un contor. A doua alternativă, care dă „coincidenţele întâmplătoare“, este de obicei neinteresantă. Dacă intervalele de timp sunt determinate cu mare precizie şi dacă viteza medie cu care se succedă particulele este mică, numărul unor asemenea coincidenţe întâmplătoare poate fi menţinut la o valoare mică. În orice caz, el poate fi calculat şi scăzut din numărul total de coincidenţe.

În felul acesta se poate cerceta dacă particulele sunt capabile să treacă, de exemplu, printr-un bloc de plumb de grosime dată. În acest scop este suficient să plasăm blocul de plumb între cei doi contori, aşa cum se indică în figura 66, şi să observăm cu cât scade în aceste condiţii numărul coincidenţelor reale. Există şi tehnici mai rafinate, care specifică mai amănunţit natura evenimentului. De

exemplu, se pot aşeza trei contori în linie dreaptă, între primul şi al doilea şi între al doilea şi al treilea plasându-se blocuri din substanţe diferite. Dacă se înregistrează atunci numărul de evenimente care au provocat declanşarea primilor doi contori, nu însă şi a celui de-al treilea, se poate vedea câte particule au trecut prin primul bloc, dar au fost oprite în al doilea.

O altă instalaţie de detecţie este camera cu ceaţă (vezi cap. 10), în care se pot fotografia urmele particulelor. În genere, particulele din razele cosmice sunt destul de rare, astfel că o cameră cu ceaţă de dimensiuni obişnuite trebuie să funcţioneze un timp destul de lung, cel puţin la nivelul mării, pentru a avea şansa de a vedea o singură urmă. Dezavantajul de a trebui să luăm multe fotografii inutile pentru o singură fotografie interesantă poate fi înlăturat prin folosirea simultană a contorilor şi a camerei cu ceaţă. În figura 67 se arată schematic o asemenea combinaţie. Contorii A şi B sunt astfel plasaţi, încât o particulă care a trecut în linie dreaptă prin ambii contori trebuie să fi trecut și prin camera cu ceaţă C; coincidenţa în descărcările din cei doi contori este folosită pentru a declanşa mecanismul camerei cu ceaţă. Aceasta înseamnă că camera cu ceaţă se declanşează, adică picăturile de apă se condensează de-a lungul urmei, numai după ce a trecut particula. Totuşi, acest fapt nu constituie un neajuns, întrucât ionii pe care i-a produs particula nu dispar atât de repede şi, mai ales, este suficient timp pentru a se fotografia ,,dâra“ de vapori condensaţi pe ei. Astfel, avem siguranţa că fiecare fotografie conţine cel puţin o urmă de particulă capabilă să străbată ambii pereţi ai camerei. Mai mult, metoda prezintă marele avantaj că permite selectarea fie a anumitor tipuri de particule, fie a particulelor care au provocat un anumit tip de procese. De exemplu, se poate plasa încă un bloc de plumb între cameră şi contorul B, între B şi un al treilea contor aşezat sub B. în felul acesta se pot selecta particulele care mai au suficientă energie pentru a trece prin cel de-al doilea bloc de plumb sau, invers, particulele care se opresc în el.

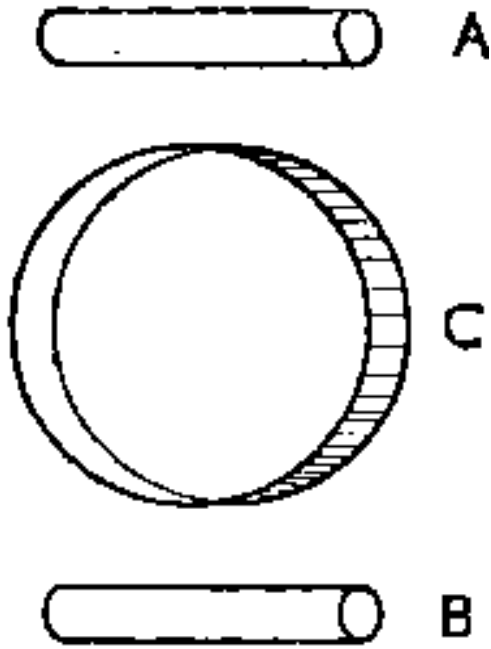


Fig. 67. Cameră cu ceaţă acţionată de contori

Şi mai multe informaţii se obţin dacă se aşază camera cu ceaţă între polii unui magnet puternic, astfel încât urmele să se curbeze, iar din curbura lor se pot obţine în acest caz date asupra impulsului particulelor.

O a treia metodă importantă de detecţie constă în utilizarea plăcilor fotografice. Încă de multă vreme se ştia că atunci când o particulă încărcată, de exemplu o particulă alfa, trece prin stratul sensibil (emulsia) unei plăci fotografice, care este apoi developată, ea lasă o dâră de puncte negre. Această dâră se datorează şi ea ionizării unor atomi, şi anume de data aceasta ionizării atomilor din micile granule de sare de argint conţinute de emulsia fotografică. Electronii care sunt puşi în libertate prin acest proces produc schimbări chimice în aceste granule, care devin „developabile“.

Procesul este întru totul similar celui dintr-o placă fotografică obişnuită expusă la lumină, cu singura deosebire că în acest din urmă caz electronii sunt puşi în libertate prin efectul fotoelectric al luminii, în timp ce în primul caz ei sunt rezultaţi din ciocnirile particulelor încărcate cu atomii întâlniţi în cale.

Deci urma unei particule rapide este vizibilă la microscop sub forma unei dâre înnegrite ce apare pe placa fotografică obişnuită. Însă cu cât viteza particulei este mai mare, cu atât produce mai puţini ioni în drumul ei, deoarece perturbaţia electrică pe care o provoacă la ciocnirea cu un atom din emulsie încetează atât de repede, încât probabilitatea ca atomul să rămână neperturbat creşte. Rezultă că particulele rapide lasă prea puţine semne pe o

placă fotografică obişnuită, urmele lor abia fiind vizibile. În prezent se folosesc însă emulsii speciale care fac vizibile chiar urmele unor particule ce se deplasează cu viteze apropiate de viteza luminii.

Metoda emulsiilor fotografice (emulsii nucleare) prezintă două avantaje evidente . pentru studiul razelor cosmice. În primul rând, plăcile pot fi expuse o perioadă lungă şi ele înregistrează astfel toate particulele care au trecut prin emulsie în acest timp. Intensitatea mică a radiaţiei cosmice, adică numărul mic de particule care trec prin placă într-un minut, nu constituie deci un neajuns. În timpul expunerii, placa nu necesită supraveghere. În al doilea rând, plăcile au greutate mică, ceea ce face posibil transportul unui mare număr de asemenea plăci cu baloane-sondă sau cu rachete până la mari altitudini, unde razele cosmice sunt mult mai numeroase şi unde există şi alte tipuri de radiaţie care nu pot fi observate la nivelul mării. Un alt avantaj, specific pentru această metodă, va deveni evident ceva mai departe.

PARTICULELE CUNOSCUTE

Studiul amănunţit al razelor cosmice cu ajutorul tuturor metodelor cunoscute până în prezent a dat la iveală un tablou de o mare complexitate. Unele dintre urmele găsite s-au dovedit a fi lăsate de particule de tip cunoscut, în particular de electroni şi de pozitroni. Împreună cu radiaţia gamma (adică fotonii de mare energie) ele constituie aşa-numita „componentă moale“ a razelor cosmice. Aceste radiaţii sunt deci oprite de straturi de materiale grele, de grosimi relativ mici, cum ar fi plăcile de plumb. Ştim că la trecerea prin materie orice particulă încărcată, de exemplu electronul, pierde energie prin diferite tipuri de ciocniri cu atomii. Dar dacă aceasta ar fi tot ce i s-ar putea întâmpla, puterea de pătrundere a unui electron de energie foarte înaltă ar putea fi încă foarte mare, întrucât el are mai multă energie disponibilă. În realitate însă, electronii mai pierd energie şi prin radiaţie. Atunci când un electron nimereşte în imediata apropiere a unui nucleu atomic, el este deviat brusc de forţa electrică intensă şi, în cursul acestei devieri, poate pierde o parte din energia sa sub formă de radiaţie gamma. Fotonii astfel produşi, când trec prin atomi, pot genera (vezi cap. 9) perechi electron-pozitron. Deci o parte din energia electronului iniţial se va transforma în una sau mai multe perechi, de energie corespunzător mai mică. Aceste perechi, în afară de faptul că sunt frânaţi (încetiniţi), pot, la rândul lor, radia şi produce alţi fotoni şi alte perechi. Acest fenomen poartă numele de „cascadă". Pe măsură ce numărul particulelor dintr-o cascadă creşte, energia fiecărei particule scade, astfel încât creşterea cascadei încetează atunci când electronii şi pozitronii au energii atât de mici încât sunt frânaţi înainte de a apuca să radieze şi când fotonii au

energii atât de mici încât nu mai sunt capabili să producă perechi.

Pe lângă această „componentă moale", razele cosmice mai conţin şi protoni. Şi protonii sunt încetiniţi, dar ei nu produc în mod sensibil radiaţii gamma, fiind mult mai grei, deci şi mult mai puţin deviaţi de către forţele coulombiene din atomii mediului prin care trec. Pe de altă parte, protonul este însă puternic perturbat atunci când suferă o ciocnire centrală cu un nucleu atomic.

Trecând prin aer, o particula. poate călători câteva sute de metri înainte de a nimeri o lovitură în plin, adică de a se ciocni direct cu un nucleu. Dacă este vorba de un proton, la această ciocnire nucleul este făcut ţăndări şi protonul pierde o parte considerabilă din energia sa. Asemenea ciocniri ale protonilor cu nucleele dau naştere la diferite tipuri noi de radiaţie, despre care vom mai vorbi mai departe.

Protonii constituie, de fapt, cea mai mare parte din razele cosmice care ajung pe Pământ venind din spaţiul cosmic. Faptul că această radiaţie primară constă din particule încărcate poate fi dovedit comparând radiaţia cosmică în diferite puncte ale globului. În apropierea polilor magnetici, radiaţia este mult mai intensă decât în apropierea ecuatorului, deoarece, atunci când protonii din spaţiul cosmic se apropie de Pământ, ei sunt deviaţi, ca orice particule încărcate, de către câmpul magnetic al Pământului şi nu vor putea ajunge pe Pământ decât dacă au energii foarte înalte. Particulele lente pot ajunge pe Pământ numai atunci când traiectoria lor coincide cu o linie de forţă magnetică rectilinie. În acest caz ele nu vor fi deviate, deoarece forţa exercitată de un câmp magnetic asupra unui curent depinde de acea componentă a câmpului magnetic care se află în unghi drept faţă de acest curent. Dacă comparăm Pământul cu un mic magnet, ca cel din figura 13 *a*, ne dăm seama că singurele linii de forţă rectilinii sunt cele care pornesc din fiecare pol şi se depărtează în continuarea liniei care uneşte cei doi poli. Rezultă că singura posibilitate a protonilor lenţi de a atinge Pământul este ca ei să ajungă lângă polii magnetici. În orice alt loc există o energie minimă pe care trebuie s-o posede protonul pentru a putea atinge Pământul, în ciuda deflecţiei magnetice. Această energie minimă este cu atât mai mare, cu cât ne depărtăm mai mult de poli. Fizicianul specialist în raze cosmice se poate deci folosi de globul pământesc ca de un instrument gigantic pentru a studia separat efectele protonilor primari de diferite energii. Dacă îl interesează protonii de energie mică, el trebuie să facă măsurătorile în apropierea polilor magnetici. Pentru a cerceta separat efectul protonilor de energii extrem de înalte, el trebuie să lucreze lângă ecuatorul magnetic.

Astăzi se ştie că, în afara protonilor, radiaţia cosmică care

loveşte suprafaţa Pământului conţine şi alte nuclee, de la heliu până cel puţin la azot, şi probabil şi nuclee mai grele. De fapt, s-ar părea că proporţiile în care sunt amestecaţi în radiaţia cosmică protonii, adică hidrogenul şi celelalte elemente, sunt întru totul similare proporţiilor în care ele se găsesc în atmosfera Soarelui şi în alte părţi ale universului. Aceasta constituie una dintre cele mai importante indicaţii de care dispunem asupra originii razelor cosmice, dar o teorie completă nu există încă[14].

Nucleele mai grele se găsesc numai la altitudini foarte mari, de oarece la prima ciocnire a unui asemenea nucleu greu cu un nucleu atomic din aer el este sfărâmat în neutroni şi protoni (care îşi continuă drumul separat) şi în fragmentele pe care le-a smuls din nucleul ciocnit.

Ca rezultat al unor asemenea ciocniri, radiaţia cosmică, propagându-se în păturile joase ale atmosferei, începe să conţină şi neutroni. Ştim că neutronii nu pot face parte din razele care sosesc din spaţiul cosmic, datorită vieţii lor limitate despre care am amintit în cap. 10.

MEZONI

Pe lângă aceste particule obişnuite, razele cosmice au pus în evidenţă şi particule noi, care nu erau cunoscute mai înainte. Primele indicaţii asupra acestor nou-veniţi au fost obţinute la începutul celui de-al treilea deceniu al secolului nostru, când s-a dovedit experimental că există particule care pot traversa plăci groase de plumb fără a fi deviate în mod apreciabil de la traiectoria lor rectilinie sau a produce o cascadă sau orice alt tip de urmă suplimentară. Ele nu puteau fi electroni, întrucât orice electron care ar avea suficientă energie pentru a trece printr-o asemenea grosime de plumb ar trebui să producă o cascadă. Nu puteau fi nici protoni, întrucât s-a constatat că unele dintre ele erau negative.

Măsurătorile ulterioare au arătat că aceste particule sunt mai uşoare decât protonii, dar mult mai grele decât electronii.

Cum „se cântăreşte" o asemenea particulă? Informaţiile asupra unei particule se pot obţine pe mai multe căi. Una dintre ele constă în măsurarea parcursului său, adică a distanţei pe care o parcurge până când ajunge în repaus prin frânare la trecerea prin materie. Această mărime este esenţialmente o măsură a energiei, deoarece cantitatea de energie pierdută la traversarea unei grosimi date de material este întru totul similară pentru diferite tipuri de particule. (Afirmaţia este mult prea simplistă, deoarece cantitatea de energie pierdută depinde şi de viteză, dar această variaţie poate fi ţinută în seamă.) Se poate măsura de asemenea deviaţia particulei într-un câmp magnetic puternic, fie într-o cameră cu bule, fie folosind contori, şi această deviaţie depinde de impuls. Se poate observa

numărul de ioni pe care îi produce particula de-a lungul urmei sale, fie urmărind dâra de ceaţă din camera Wilson, fie numărând granulele înnegrite dintr-o placă fotografică nucleară. Aceasta ne dă indicaţii asupra vitezei particulei, întrucât probabilitatea de a smulge un electron dintr-un atom depinde de timpul necesar particulei pentru a-1 străbate. În sfârşit, se poate urmări devierea urmei de la o linie dreaptă, întrucât, trecând prin fiecare atom, particula este uşor deviată, şi deci, ca urmare a unui mare număr de asemenea mici devieri în diferite direcţii, traiectoria devine oarecum neregulată. Această împrăştiere neregulată depinde de produsul dintre impulsul şi viteza particulei.

În principiu, oricare două asemenea măsurători, de exemplu a energiei şi a impulsului, sunt suficiente pentru a stabili masa particulei. Dar întrucât precizia realizabilă în practică la asemenea măsurători depinde de condiţiile experimentale, este necesară multă ingeniozitate pentru a stabili masa cu precizia dorită.

S-a constatat că noile particule au o masă de circa 210 ori mai mare decât a electronului, cu alte cuvinte aproximativ o zecime din masa protonului. Ele sunt denumite **mezoni**, de la un cuvânt grecesc care indică că masa lor este intermediară între cea a protonului şi cea a electronului.

S-a constatat că mezonii, descoperiţi de către Andersen şi, independent, de către Blackett, au o viaţă foarte scurtă. După aproximativ două microsecunde, adică 2 milionimi de secundă, în medie o asemenea particulă se dezintegrează, singurul produs de dezintegrare vizibil fiind un electron rapid. Acest proces aminteşte pe cel al dezintegrării beta. Dacă în acest proces se conservă masa şi energia, trebuie să apară cel puţin încă o particulă. Pentru a vedea aceasta să considerăm mezonul în repaus, adică fără impuls. Electronul fiind emis cu viteză considerabilă, adică cu un impuls considerabil, legile de conservare cer să existe şi o particulă cu impuls egal şi de semn opus. De fapt, dacă s-ar mai emite doar o singură particulă invizibilă, ea ar trebui să aibă totdeauna acelaşi impuls cu electronul şi, în consecinţă, energia disponibilă (care reprezintă energia de repaus a mezonului) ar trebui să fie totdeauna împărţită între electron şi cealaltă particulă în aceleaşi proporţii. De exemplu (aşa cum este într-adevăr cazul), energia disponibilă este mult mai mare decât energia de repaus a electronului şi a celeilalte particule; ambele se mişcă aproape exact cu viteza luminii, iar energia fiecăreia este dată de impulsul său înmulţit cu viteza luminii. În acest caz, la un impuls egal, ar trebui să aibă energie egală, şi fiecare dintre ele va avea exact jumătate din energia disponibilă, adică jumătate din masa mezonului înmulţită cu c^2

Experienţa însă arată că lucrurile nu stau aşa. La dezintegrarea

mezonilor, electronul rezultat are uneori o energie mai mare, alteori una mai mică. Aceasta nu se poate întâmpla decât dacă pe lângă electron se mai generează cel puţin două particule invizibile. În momentul de faţă se ştie că la dezintegrarea mezonului despre care a fost vorba apar doi neutrini.

Această concluzie face ca procesul să fie şi mai asemănător cu cel al dezintegrării beta. întocmai cum la dezintegrarea beta obişnuită neutronul se transformă în trei particule — un proton, un electron şi un neutrino —, tot aşa mezonul se transformă într-un electron şi doi neutrini.

Această similitudine se extinde şi la viaţa medie. Viaţa medie a unui nucleu care poate suferi o dezintegrare depinde într-un anumit mod de energia pusă în libertate în procesul beta; dacă se calculează cât ar trebui să fie viaţa medie a unei stări în care se pune în libertate întreaga energie de repaus a unui mezon, adică aproximativ 100 MeV, se găseşte rezultatul corect, adică de aproximativ două microsecunde.

Mezonii constituie o proporţie considerabilă din radiaţia cosmică de la nivelul mării. La altitudini mai mari există mult mai mulţi mezoni, care se dezintegrează însă pe drum. Electronii rezultaţi din această dezintegrare constituie principala sursă a componentei moi a radiaţiei cosmice, care a fost discutată mai înainte[15].

Este evident că, datorită vieţii lor medii atât de scurte, mezonii trebuie să fie creaţi prin procese de ciocnire în atmosferă. Ei nu pot face parte din radiaţia primară care vine din spaţiul cosmic, întrucât în acest caz s-ar fi dezintegrat cu certitudine în timpul călătoriei. De fapt, la prima vedere s-ar putea trage concluzia că nici mezonii produşi în ciocnirile care au loc în apropierea limitei atmosferei nu ar putea atinge nivelul mării, întrucât, chiar dacă ar călători cu viteza luminii, ei ar parcurge în două microsecunde o distanţă de numai 600 m, ceea ce reprezintă mult mai puţin decât înălţimea atmosferei

Această concluzie este însă incorectă, şi anume dintr-o cauză foarte interesantă: mulţi dintre mezoni au o energie cinetică foarte mare, astfel încât ei călătoresc cu o viteză foarte apropiată de cea a luminii. Unui observator care ar călători cu aceeaşi viteză ca particulele faţă de care ele ar fi în repaus, viaţa lor medie i-ar apărea ca fiind tot de două microsecunde. Dar dacă constatările le face un observator în repaus, prin legile de transformare ale lui Lorentz (vezi cap. 6) trebuie să ţinem seama de dilatarea timpului, şi particula îi va apărea acestuia ca având o viaţă mult mai lungă, viaţa dilatată fiind în acelaşi raport faţă de cea în repaus ca energia totală a particulei faţă de energia sa de repaus. De exemplu, mezonii cu o energie de 100.000 MeV, care sunt destul de obişnuiţi,

vor supravieţui în medie 2.000 de microsecunde în loc de două şi, în acest timp, ei vor parcurge o distanţă de 600 km.

Vedem aici că formula dilatării timpului nu este o simplă ficţiune, ci trebuie luată în considerare atunci când avem de-a face cu particule ce se propagă cu viteze apropiate de cea a luminii. Trebuie remarcat în trecere că, din punctul de vedere al unui observator care ar călători o dată cu particulele, aceeaşi situaţie ar părea să se datorească contractării Lorentz a distanţelor; în timp ce un asemenea observator ar observa viaţa medie a mezonilor ca fiind de 2 microsecunde, înălţimea atmosferei, care din punctul lui de vedere trece pe lângă el cu viteză foarte mare, se reduce în exemplul numeric citat mai sus, prin contracţia Lorentz, tot în raportul de 1 la 1.000 şi deci viaţa medie a mezonului este suficientă pentru a permite acestuia să străbată această distanţă.

Ar putea părea ciudat că singurul mod de dezintegrare al acestor particule este printr-un proces atât de complicat din care rezultă trei particule, dar aceasta pare mai firesc dacă presupunem, aşa cum pare rezonabil, că mezonul, ca şi electronul, are un spin de o jumătate de unitate. El nu se poate transforma într-un singur electron, căci atunci nu s-ar conserva energia şi impulsul. El nu se poate dezintegra într-un electron şi un singur neutrino, întrucât două asemenea particule vor avea totdeauna laolaltă un moment cinetic egal cu un număr întreg de unităţi. Cea mai simplă dezintegrare posibilă este, aşadar, dezintegrarea în trei particule[16].

TEORIA LUI YUKAWA. ALŢI MEZONI

Descoperirea acestor mezoni părea să aducă un sprijin puternic unei ipoteze emise mai de mult de către fizicianul japonez Yukawa, în baza unor considerente teoretice asupra naturii forţelor nucleare. Este deci indicat să descriem sumar în acest punct raţionamentul lui Yukawa.

Yukawa era preocupat să găsească o descriere mai satisfăcătoare a forţelor nucleare, de exemplu dintre un neutron şi un proton. Se ştie că aceste forţe au o rază de acţiune mică, adică sunt foarte slabe dacă distanţa dintre neutron şi proton este mai mare de 10^{-13} cm, dar în limitele unor distanţe de acest ordin de mărime ele îşi exercită acţiunea. Or, nu putem admite existenţa unor forţe care să lege direct nişte particule aflate la distanţă una de alta, oricât de mică ar fi această distanţă, deoarece principiul relativităţii nu admite posibilitatea unor acţiuni transmise instantaneu sau cu o viteză mai mare decât cea a luminii. Prin urmare, trebuie să presupunem că şi forţa nucleară se transmite de la proton la neutron sau viceversa printr-un nou agent, care joacă, în cazul forţelor nucleare, un rol similar celui pe care îl joacă fotonii în

propagarea câmpului electromagnetic. Tot aşa cum fiecare foton este purtătorul unei unde electromagnetice, trebuie să existe şi un câmp care să transmită forţele nucleare.

Cu toate acestea, întrucât forţele nucleare nu se transmit decât pe distanţe mici, legile acestui câmp trebuie să difere de cele ale câmpului electromagnetic.

Urmând această cale, Yukawa a ajuns la concluzia că şi unui asemenea câmp trebuie să-i fie asociate nişte particule, care nu sunt însă particule de masă zero, ca fotonii, ci trebuie să aibă o masă de câteva sute de ori mai mare decât cea a electronului.

Fără a intra în detalii matematice, aceste consideraţii pot fi înţelese dacă ne amintim de raţionamentul din cap. 9, unde am asociat forţa electrică dintre două particule cu emisia unor fotoni virtuali, sau „împrumutaţi". O sarcină poate emite „pe credit" un foton, iar acesta poate fi absorbit de o altă sarcină din vecinătate. Dacă distanţa este mică, se pot „schimba" în acest fel atât fotoni de lungime de undă mare, cât şi fotoni de lungime de undă mică, „împrumutul" putând fi restituit imediat; dacă însă distanţa este mai mare, va trece mai mult timp până ce împrumutul să poată fi restituit şi, conform principiului de nedeterminare, nu este posibil decât un împrumut mai mic. Aceasta înseamnă că nu pot intra în joc decât fotoni cu o frecvenţă corespunzător mai mică, adică cu o lungime de undă mai mare. Din acest raţionament se poate deduce legea proporţionalităţii inverse cu pătratul distanţei.

Să considerăm acum, pentru comparaţie, un proces în care se produc nu fotoni, ci nişte particule noi, având o masă de repaus apreciabilă. Oricât de mare ar fi lungimea de undă sau oricât de mic ar fi impulsul acestor particule, energia lor este de cel puţin mc^2, m fiind masa lor de repaus. Prin urmare, cantitatea de energie care trebuie , ,împrumutată" nu este niciodată mai mică decât mc^2 şi, conform principiului de nedeterminare, procesul nu poate avea loc decât dacă împrumutul poate fi restituit într-un timp egal cu $\frac{h}{mc^2}$. Întrucât acţiunea poate fi transmisă cel mult cu viteza luminii, ea nu se poate propaga decât pe o distanţă de cel mult $\frac{h}{mc}$. Crearea şi absorbţia unor asemenea particule vor da deci naştere unor forţe care acţionează pe distanţe egale cu de câteva ori 10^{-13} cm, dacă se presupune că masa are o valoare de câteva sute de mase electronice.

Descoperirea în razele cosmice a mezonilor părea deci să confirme aceste idei ale lui Yukawa şi aproximativ zece ani fizicienii au încercat să identifice mezonii găsiţi în mod normal în

razele cosmice cu cei ce apar în teoria lui Yukawa. Totuşi, rezultatele duceau la o serie de contradicţii. Cea mai serioasă dintre ele constă în faptul că mezonii din razele cosmice păreau să poată străbate nucleele atomice, în timp ce — dacă teoria lui Yukawa era justă — ei ar fi trebuit să fie absorbiţi cu mare uşurinţă de nuclee, masa lor transformându-se în cursul acestui proces în energie de mişcare a nucleonilor.

Aceste dificultăţi au fost rezolvate atunci când Powell şi colaboratorii săi au descoperit existenţa a două tipuri de mezoni, pe care i-au denumit π(pi) şi μ (miu). Particulele care fuseseră studiate pe larg până atunci erau mezonii μ Mezonii μ erau noi. Ei interacţionau puternic cu nucleele şi se comportau întru totul în concordanţă cu ideile lui Yukawa.

Cercetările lui Powell au fost realizate cu ajutorul emulsiilor nucleare. Studiind în aceste emulsii urmele particulelor din radiaţia cosmică, el a observat din când în când urmele unor particule care se încetineau şi în cele din urmă se opreau. Aceasta se vede din faptul că urmele devin din ce în ce mai negre spre sfârşit (aşa cum am văzut, o particulă lentă produce mai mulţi ioni şi deci înnegreşte mai multe granule din placa fotografică) şi totodată devin mai neregulate (o particulă lentă este mai uşor deviată în urma unei ciocniri). Dar, în unele cazuri, de la capătul unei asemenea urme pornea o nouă particulă rapidă. Ambele particule se mişcau cu viteze mult sub cea a luminii, după cum se putea vedea din numărul granulelor de-a lungul urmelor lor, şi, prin urmare, nu puteau fi electroni, întrucât parcurgeau distanţe mult mai mari decât cele pe care le-ar putea parcurge un electron având viteza corespunzătoare. Energia celei de-a doua particule era cu mult mai mare decât cea care s-ar fi putut pune în libertate prin orice proces imaginabil ce ar fi putut avea loc în oricare dintre constituenţii emulsiei.

Singura explicaţie posibilă rămânea deci aceea că prima particulă s-a transformat în alta de masă mai mică, diferenţa de masă devenind disponibilă sub formă de energie. Masele celor două particule au putut fi estimate din studiul urmelor lor.

De atunci a devenit posibilă producerea în laborator a acestor noi mezoni si astfel cercetarea lor a devenit mai comodă, iar explicaţia materialului experimental privind comportarea lor poate fi făcută în mod mai direct.

S-a putut astfel determina cu multă precizie masa mezo- nului π. Ea este de aproximativ 272 de mase electronice (faţă de 210

pentru mezonul μ). S-a constatat de asemenea că viaţa medie a mezonului π este de numai 10^{-8} secunde, cu alte cuvinte de o sută de ori mai mică decât cea a mezonului μ După acest timp, mezonul π se dezintegrează într-un mezon μ şi o altă particulă, invizibilă, fără de care impulsul nu s-ar conserva. În această dezintegrare se generează o singură particulă neutră (faţă de cele două la dezintegrarea mezonului μ); ea este tot un neutrino.

Viaţa lor scurtă explică de ce mezonii au trecut neobservaţi până când au fost descoperiţi de Powell. În cursul vieţii sale medii, un mezon π, chiar dacă ar călători cu viteza luminii, ar parcurge doar o distanţă de circa şase metri, iar la viteze mai mici — distanţe corespunzător mai mici. Aceasta înseamnă că în aer sau într-o cameră Wilson ei se vor dezintegra de obicei înainte de a se opri (în zbor), iar dacă se dezintegrează în zbor este mult mai greu să se identifice procesul care a avut loc. În orice caz, întrucât fiecare mezon π se dezintegrează într-un mezon μ şi acesta trăieşte în medie de o sută de ori mai mult, este explicabil faptul că mezonii μ sunt cu mult mai abundenţi.

Placa fotografică, care arată urmele particulelor ce se mişcă prin materia solidă, este deci instrumentul ideal pentru studiul unor astfel de particule de viaţă scurtă, datorită atât faptului că într-un asemenea mediu dens ele ajung în repaus într-un timp mult mai scurt, cât şi faptului că urmele lor pot fi observate studiind placa la un microscop.

Să ne întoarcem la procesele de generare a mezonilor prin ciocniri nucleare fie în radiaţia cosmică, fie în laborator. În primul rând, este limpede că acest proces necesită o energie cel puţin egală cu energia de repaus a unui mezon π , care este de aproximativ 140 MeV. Dacă însă un proton rapid se ciocneşte cu un proton în repaus, impulsul trebuie să se conserve şi deci particulele rămase după ciocnire trebuie să-şi împartă un impuls considerabil. Aceasta înseamnă că ele trebuie să aibă şi energie cinetică, care se adaugă energiei lor de repaus. De fapt, energia minimă pe care trebuie s-o aibă un proton pentru a genera un mezon la ciocnirea cu un proton în repaus este de aproape 300 MeV.

Mezonii π sunt generaţi în număr mare în ciocnirile protonilor sau neutronilor de energii de peste 300 MeV cu nucleele; astăzi

multe laboratoare posedă instalaţii care pot accelera particulele până la energiile dorite. Un fenomen similar se petrece atunci când razele cosmice primare pătrund în atmosferă. În ciocnirile acestora cu nucleele din aer, ele dau naștere la mezoni π. Aceştia se dezintegrează aproape imediat în mezoni μ, care, la rândul lor, se dezintegrează în electroni.

În afară de aceşti mezoni încărcaţi electric mai există şi alţii neutri. Existenţa acestora a fost de asemenea prevăzută teoretic, înainte de a fi fost confirmată experimental. Mezonul neutru prezintă interes şi datorită faptului că până în prezent el este singura particulă nouă a cărei existenţă a fost dovedită prin producerea sa în laborator înainte de a fi fost descoperită în radiaţia cosmică.

Raţionamentul teoretic în favoarea sa a fost următorul: am văzut că ipoteza lui Yukawa explica forţa de interacţiune dintre neutron şi proton prin aceea că protonul ar putea, de exemplu, să creeze un mezon „pe credit“, mezon care este apoi absorbit de un neutron sau viceversa. Dacă nu ar exista decât mezoni încărcaţi, protonul nu ar putea crea decât un mezon pozitiv, şi, pentru a restabili bilanţul de sarcină, el se transformă prin aceasta în neutron. Când mezonul pozitiv este apoi absorbit de neutron, trebuie să rezulte un proton. Rezultatul net este că neutronul şi protonul au schimbat între ei sarcina, şi se ştie într-adevăr, aşa cum am menţionat în cap. 10, că există asemenea forţe de schimb[17]. Dar acelaşi mecanism nu ar putea niciodată duce la o interacţiune între două particule de acelaşi tip, de exemplu între doi protoni. Dacă un proton produce un mezon pozitiv, acesta nu poate fi absorbit de un alt proton fără a-1 transforma într-o particulă cu două sarcini pozitive, care, după cât se pare, nu există. În mod alternativ, un proton nu ar putea crea un mezon negativ fără a rămâne din nou cu două unităţi de sarcină pozitivă. Pe de altă parte, se ştie că forţa nucleară dintre doi protoni este tot atât de puternică ca şi cea dintre proton şi neutron. Cel mai simplu mod de a explica această stare de lucruri constă în a postula că în afară de mezonii încărcaţi există şi mezoni neutri.

Aceştia au fost într-adevăr găsiţi în experienţele cu protoni rapizi. Pentru descoperirea lor, fizicianul a fost obligat să facă treabă de detectiv abil, întrucât, aşa cum s-a constatat, viaţa medie a mezonilor neutri este şi mai scurtă decât cea a mezonilor încărcaţi,şi anume de numai 10^{-14} secunde[18]. Chiar mişcându-se cu viteza luminii, ei nu parcurg decât 1/1000 dintr-un milimetru înainte de a se dezintegra. Mezonul neutru se dezintegrează în doi fotoni, care, dacă mezonul era în mişcare lentă în momentul dezintegrării, trebuie să fie emişi în direcţii opuse cu energii egale,

fiecare având aproximativ 70 MeV. Aceşti fotoni sunt, la rândul lor, detectaţi prin perechile electron-pozitron pe care îi creează la trecerea prin materie. Se vede deci că ceea ce se înregistrează este distanţat prin două evenimente de mezonul π neutru. Cu toate acestea, experienţa, efectuată pentru prima oară de către Panofsky şi alţii, a pus în evidenţă în mod convingător întregul lanţ de procese descris mai sus. Mai târziu a fost demonstrată existenţa aceloraşi particule şi în radiaţia cosmică .

Masa mezonului π neutru este ceva mai mică decât a celui încărcat, și deci, atunci când un mezon π încărcat se ciocneşte cu un nucleu, în urma ciocnirii poate rezulta un mezon π neutru, de energie cinetică ceva mai mare.

S-a dovedit că mezonii π, atât cei încărcaţi, cât şi cei neutri, nu au spin. Nu vom expune aici modul în care s-a demonstrat aceasta, deoarece pentru a-l putea înţelege ar fi necesare prea multe cunoştinţe de specialitate. Acest rezultat este în concordanţă cu teoria lui Yukawa, întrucât în această teorie este esenţial ca un proton să se poată transforma în neutron plus un mezon şi invers. întrucât atât protonul, cât şi neutronul au spinul egal cu o jumătate de unitate, acest proces nu este posibil decât dacă mezonul π nu are spin. Din acest punct de vedere însă, el ar putea avea totuşi un spin egal cu un număr întreg de unităţi, căci atunci bilanţul spinilor s-ar putea echilibra prin mişcarea particulelor pe orbitele lor, dar un spin de o jumătate de unitate este exclus.

Rezultatul prezintă interes în legătură cu dificultăţile care au apărut la început în găsirea unei descrieri ondulatorii a particulelor încărcate care nu au spin. Din fericire, încă cu mult înainte de descoperirea mezonilor s-a arătat că ecuaţia de undă cuadruplă a lui Dirac, care cerea în mod necesar un spin de o jumătate de unitate, nu reprezintă singura lege posibilă în relativitate pentru undele asociate particulelor încărcate şi, ca a tare, descoperirea particulelor încărcate fără spin nu prezenta în sine o dificultate.

În momentul de faţă, comportarea mezonilor se studiază în multe laboratoare şi se acordă o deosebită atenţie în special ciocnirilor lor cu neutronii şi protonii. În această privinţă s-a trecut rapid de la stadiul descoperirii unor procese la o cercetare cantitativă amănunţită. S-ar fi putut nădăjdui că prin aceste descoperiri, care au confirmat pe atâtea căi ipoteza emisă de Yukawa pentru explicarea forţelor nucleare, se va izbuti să se netezească drumul pentru a da acestei ipoteze forma unor legi

cantitative. Spre dezamăgirea noastră însă, în această direcţie nu s-au făcut încă progrese sensibile, şi aceasta datorită unor dificultăţi neaşteptate.

Cea mai importantă dintre ele este legată de faptul că câmpul mezonic care înconjură un proton sau un neutron este cu mult mai intens decât câmpul electromagnetic care înconjură electronul, ceea ce se poate vedea din faptul, menţionat deja (cap. 10), că forţa nucleară la distanţe foarte mici este cu mult mai intensă decât forţele electromagnetice dintre proton şi electron la distanţele corespunzătoare. Datorită acestui fapt, descrierea amănunţită a fenomenelor care au loc devine mai complicată. De exemplu, atunci când am descris (cap. 9) interacţiunea dintre electron şi fotonii pe care acesta îi poate emite şi reabsorbi, putem fi siguri că probabilitatea existenţei simultane a doi asemenea fotoni era neglijabilă în practică. Tot aşa, în ciocnirile dintre doi electroni sau dintre un electron şi un proton, nu se emite, în cele mai multe cazuri, nici un foton de mare energie, numai în mod ocazional unul şi foarte rareori doi asemenea fotoni.

Toate acestea sunt legate de faptul că numărul $\frac{2\pi e^2}{hc}$ despre care am vorbit acolo, care măsoară interacţiunea electronului cu câmpul înconjurător, este foarte mic, şi anume de circa 1/137. Numărul corespunzător pentru mezon este cu mult mai mare, probabil mai mare decât 1. Rezultă că un proton sau un neutron pot „împrumuta" cu aceeaşi uşurinţă energia necesară pentru a produce doi, trei sau mai mulţi mezoni π, ca şi pentru producerea unuia singur. Într-adevăr, în ciocnirile în care energia disponibilă este suficientă pentru a produce mai mult de un singur mezon real, cum este cazul în experienţele efectuate de curând în laboratorul Brookhaven la acceleratorul care produce protoni de 3.000 MeV, mai frecvente sunt cazurile în care ciocnirea dă naştere la doi mezoni decât la unul singur[19].

Ca urmare, problema consecinţelor care ar trebui să decurgă dintr-o formă particulară a legilor de tip Yukawa rămâne nerezolvată. Nu ştim dacă următorul pas înainte îl va constitui vreo descoperire matematică ingenioasă care să ne permită să facem lumină în aceste probleme dificile sau vreun nou fapt experimental care să ne ducă la modificarea legilor înseşi.

DINCOLO DE MEZONI SE DESCHIDE UN NOU CAPITOL

Într-un fel, descoperirea mezonului μ., ca şi a mezonilor π încărcaţi şi neutri, era în concordanţă cu aşteptările noastre,

întrucât mezonul μ părea să reprezinte, iar mezonul π reprezenta într-adevăr confirmarea unor speculaţii îndrăzneţe, dar foarte convingătoare. Nu exista nici o raţiune specială care să-i facă pe cercetători să creadă că descoperirea de noi particule va continua încă. Totuşi, ea a continuat şi cercetările au pus deja în evidenţă existenţa unei varietăţi uluitoare de noi particule, care pare să crească tot mai mult pe măsură ce cresc ingeniozitatea şi precizia experienţelor.

Una dintre aceste particule (de fapt prima dintre ele care a fost descoperită)[20] este denumită acum particula λ (lambda). Ea este neutră şi se dezintegrează într-un proton şi un mezon π negativ. La această dezintegrare se pune în libertate o energie de 37 MeV, cu alte cuvinte particula λ are o masă de repaus egală cu cea a protonului plus a mezonului plus de 72 de ori masa electronului. Viaţa sa medie este de circa 10^{-10} secunde. Ea apare în radiaţia cosmică. Primul exemplu de acest tip a fost găsit într-o fotografie de cameră Wilson luată Ia nivelul mării, dar un asemenea caz este foarte rar şi cele mai multe particule λ au fost găsite în fotografiile obţinute cu camera Wilson situată la altitudine.

De curând s-a constatat că aceste particule pot fi create şi pe cale artificială. Ele apar atunci când neutronii sau mezonii π, accelerаţi până Ia energii înalte, trec prin materie. Procesul prin care iau naştere aceste particule este, probabil, destul de complicat şi există dovezi că o dată cu ea se mai generează încă o particulă nouă. Aceasta din urmă este, cel puţin în unele cazuri, o particulă denumită θ_0 (teta) care a fost de asemenea găsită în razele cosmice. Ea este tot o particulă neutră, cu o viaţă medie tot de circa 10^{-10} secunde, care se dezintegrează în doi mezoni π, punând în libertate o energie puţin mai mare de 200 MeV. Cu alte cuvinte, masa sa este de puţin sub 1.000 de mase electronice. O a treia particulă este aşa-numita particulă τ (tau). Ea este încărcată, are o viaţă medie similară cu a celorlalte şi se dezintegrează în trei mezoni încărcaţi, energia pusă în libertate în acest proces fiind de circa 70 MeV.

Mai există şi alte particule, de exemplu particula κ (kappa), care este încărcată şi se dezintegrează într-un mezon μ şi una sau

două particule neutre; de asemenea aşa-numita particulă χ (hi), care se dezintegrează într-un mezon încărcat şi o particulă neutră.

În momentul de faţă se fac progrese mari în catalogarea acestor particule, dar nu există un tablou complet al legăturilor dintre ele, după cum nu există nici o indicaţie cu privire la cât de departe se va mai extinde această listă[21].

Nu trebuie să uitam că vieţile de ordinul a 10^{-10} secunde, care par foarte scurte la scara de timp cu care suntem obişnuiţi, sunt totuşi foarte lungi la scara atomică. Nu ar fi deci de loc de mirare să mai existe multe particule noi, cu o viaţă medie mult mai scurtă şi, prin urmare, mult mai greu de detectat[22][1].

Am întâlnit un exemplu de asemenea particulă de viaţă scurtă: mezonul π neutru, care trăieşte atât de puţin încât locul unde ia naştere şi cel unde se produce dezintegrarea sa nu pot fi distinse decât prin tehnicile cele mai rafinate. Existenţa sa poate fi deci dovedită numai prin informaţii indirecte, dar aceasta a fost deosebit de uşor în cazul mezonului π neutru, deoarece, aşa cum am mai menţionat, existenţa acestei particule fusese prevăzută teoretic, ba chiar se dispunea şi de unele indicaţii asupra comportării sale.

Teoria prevede în mod convingător şi existenţa unei anumite particule care nu a fost încă descoperită: este vorba de protonul negativ, denumit uneori şi antiproton. Pentru a înţelege de ce suntem atât de convinşi de existenţa sa, este suficient să ne amintim de discuţia din cap. 9 cu privire la aparenta dificultate legată de stările de energie negativă ale electronilor şi la modul cum a dus această dificultate la ideea electronului pozitiv sau a antielectronului. Acesta din urmă este opusul electronului, prin faptul că este, într-un anumit sens, acelaşi lucru cu absenţa unui electron obişnuit dintr-o stare de energie negativă. Mai concret, un pozitron şi un electron obişnuit, aduşi laolaltă, se pot „anihila", energia lor transformându-se în radiaţie.

În ceea ce priveşte protonul, situaţia este cu totul asemănătoare. Legile undelor protonice ar fi lipsite de sens şi aduce la existenţa protonilor în stări de energie negativă având o comportare cât se poate de absurdă, dacă nu am evita dificultatea exact în același mod în care ea a fost evitată pentru electroni, respectiv presupunând existenţa antiprotonilor, adică a protonilor cu o sarcină negativă, care se pot anihila cu protonii obişnuiţi. Pentru crearea unei asemenea perechi de protoni este necesară o energie de circa 2.000 MeV. Dacă ei iau naştere prin ciocnirea unui proton rapid cu altul în repaus, aşa cum se întâmplă de obicei lucrurile atât în experienţele din laborator, cât şi în ciocnirile razelor cosmice,

protonul incident trebuie să aibă de fapt şi mai multă energie, deoarece, pentru ca impulsul să se conserve, toate cele patru particule rezultate din reacţie (cei doi protoni iniţiali şi noua pereche de protoni) trebuie să fie în mişcare. Dacă se efectuează calculele, se constată că energia cinetică a protonului trebuie să fie egală cu de cel puţin şase ori energia sa de repaus, cu alte cuvinte circa 6.000 MeV. Deocamdată nu dispunem încă de asemenea energii în laborator, dar sunt în construcţie acceleratori care vor depăşi această limită; ele ar trebui să dea răspunsul la întrebarea dacă speculaţiile noastre cu privire la protonul negativ sunt corecte[23].

În radiaţia cosmică apar protoni de energii mult mai mari şi ar fi fost de aşteptat ca ei să dea naştere uneori la protoni negativi. Totuşi, doar foarte rareori ar putea fi detectaţi aceştia în condiţii în care să fie uşor identificaţi. De exemplu, întrucât sunt creaţi în ciocniri extrem de violente, ei s-ar mişca de cele mai multe ori cu viteze atât de mari încât nu ar fi deviaţi în mod sensibil în nici unul dintre câmpurile magnetice care au fost vreodată folosite şi, prin urmare, ar fi greu de constatat că sunt negativi. Nu s-ar remarca deci nimic neobişnuit în urma lăsată de o asemenea particulă, în afară de cazul în care ea ar fi observată foarte aproape de sfârşitul parcursului, când particula este pe punctul de a se opri; dar aceasta nu se întâmplă prea frecvent. Faptul că până în prezent nu s-a observat în radiaţia cosmică nici un proton negativ nu este, aşadar, o dovadă împotriva existenţei sale.

După această scurtă trecere în revistă va trebui să abandonăm povestea neterminată a numeroaselor particule noi. Evident, ele ne-au adus la frontiera încă neexplorată a fizicii. Legătura dintre aceste particule şi legile naturii, care au constituit tema noastră principală, este mai degrabă negativă, în sensul că ele pun în evidenţă insuficienţa cunoştinţelor noastre actuale asupra legilor naturii. Este însă destul de probabil că, pe măsură ce vom progresa în înţelegerea acestor descoperiri recente atât pe calea cercetărilor experimentale, cât şi prin sesizarea legilor care stau la baza rezultatelor acestora, ne vom da seama că concepţia noastră actuală asupra legilor naturii nu este greşită, ci doar incompletă.

Concluzii şi perspective

Expunerea sumară a legilor naturii ne-a dus, pornind de la începuturile fizicii ca ştiinţă exactă, la descoperirile cele mai recente, de la legile lui Newton la ciocnirile mezonilor.

S-a mai accentuat în cursul acestei expuneri că fiecare nou pas în acest domeniu trebuie considerat nu ca o invalidare a cunoştinţelor anterioare, ci ca o extindere şi îmbogăţire a lor, astfel încât rezultatele mai vechi îşi menţin valabilitatea în sfera lor

specifică. Este adevărat că unele lucrări s-au dovedit a fi greşite, fie că erau bazate pe date experimentale incorecte sau pe raţionamente greşite, fie că erau bazate pe ipoteze care nu au fost confirmate. În expunerea noastră succintă nu am menţionat aceste lucrări, deşi nu trebuie să uităm că nu orice idee, fie ea chiar a unui mare fizician, rezistă verificării si că, înainte ca o idee să se dovedească justă, multe altele trebuie încercate şi abandonate.

O altă învăţătură de ordin general este că, pe măsură ce cunoştinţele noastre cresc prin rezolvarea unor probleme, apar noi probleme şi noi complicaţii. Întrebările care ne-au preocupat în ultimele capitole nici măcar nu ar fi apărut ca întrebări fără cunoştinţele la care s-a ajuns ca rezultat al cercetărilor expuse în capitolele anterioare. Ca urmare, în tot timpul dezvoltării acestei ştiinţe, numărul problemelor rămase nerezolvate a apărut când enorm, când foarte mic. Au fost perioade în care mereu alte noi descoperiri, care nu se adaptau nici unui model preexistent, se succedau în ritm rapid, şi altele în care se părea că suntem foarte aproape de o cunoaştere completă a legilor fizicii. Datorită succeselor mecanicii newtoniene s-a format la un moment dat părerea optimistă că toată comportarea materiei ar putea fi redusă, în ultimă instanţă, la legile mecanicii; însuşi Maxwell a încercat să sprijine vestitele sale legi ale câmpului electromagnetic pe modele mecanice. Abia mai târziu, după ce oamenii de ştiinţă au ajuns să se familiarizeze cu legile lui Maxwell şi după ce ideile relativităţii au aruncat asupra lor o lumină nouă, s-a recunoscut faptul că aceste legi sunt în sine la fel de simple ca legile mecanicii şi că nu este câtuşi de puţin necesar ca unele să fie reduse Ia celelalte.

După ce legile mecanicii şi ale electromagnetismului au căpătat o formă limpede, unii erau de părere că se cunosc complet legile fizicii. În cursurile de fizică scrise pe la începutul acestui secol exista tendinţa de a se prezenta fizica ca un capitol închis, fără a se face nici o referire la probleme nerezolvate. Desigur, era bine cunoscut faptul că caracteristicile diferitelor substanţe nu puteau fi deduse din nici una dintre legile cunoscute, dar pe atunci nu se considera că explicarea lor ar intra în sarcina fizicienilor. Greutatea specifică a plumbului sau rezistenţa electrică a cuprului, tăria diamantului sau culoarea iodului constituiau date pe care fizicianul era obligat să le folosească ca materie primă, dar pe care nu încerca să le explice.

Abia mai târziu a devenit limpede faptul că legile fizicii sunt aplicabile structurii materiei şi că trebuie găsite legile fundamentale răspunzătoare pentru toată această varietate. în cap. 4 şi 5 am văzut cum au luat treptat formă toate aceste probleme, iar în cap. 7 şi 8 cum formularea mecanicii cuantice a dat un răspuns aproape

complet problemelor legate de structura materiei, cu excepţia celor referitoare la interiorul nucleului.

În consecinţă, a apărut iarăşi o perioadă de timp când problema legilor fundamentale părea simplă şi se credea că suntem foarte aproape de o rezolvare completă a lor. Se ştia că tabloul nu este complet atât timp cât nu suntem stăpâni pe nucleu, dar pe atunci se cunoşteau atât de puţine lucruri cu privire la comportarea acestuia, încât se părea că ar mai fi de făcut doar foarte puţin pentru a-l putea explica. În acea vreme (înaintea descoperirii neutronului) se credea că nucleele conţin protoni şi electroni. Este adevărat că nu se ştia cum poate sta laolaltă o asemenea combinaţie de protoni şi electroni, dar studiul electronilor rapizi ducea şi el la dificultăţi şi se credea că rezolvarea uneia dintre probleme este legată de rezolvarea celeilalte. Pe atunci se cunoşteau numai două particule elementare, protonul şi electronul, şi, în afara raportului maselor lor, singurul număr pur (adică singura combinaţie de constante naturale care este independentă de unităţile în care le exprimăm) $\frac{2\pi e^2}{hc}$ era constanta de structură fină . S-ar fi putut crede că nu ar mai fi departe ziua când se vor putea explica aceste două numere, adică să se explice de ce toţi protonii şi electronii au exact sarcina electrică pe care o au şi de ce protonii sunt de aproximativ 1.840 ori mai grei decât electronii. Se putea spera că în încă câţiva ani vor fi cunoscute toate legile fundamentale ale fizicii.

Nu aş vrea să creez impresia că aceasta ar fi fost în acea vreme părerea multor fizicieni; de fapt, cei mai mulţi şi-au dat seama că aprofundarea cunoştinţelor ar putea aduce cu sine noi probleme. Dar aceasta era o părere care, în baza cunoştinţelor existente la acea vreme, ar fi putut părea rezonabilă. De atunci au trecut 25 de ani, şi, de unde părea o ştiinţă aproape încheiată, fizica s-a transformat din nou într-un domeniu în care, aşa cum am încercat să scot în evidenţă în ultimele capitole, problemele deschise sunt mai numeroase decât cele care au căpătat un răspuns definitiv. Lista de noi particule creşte mereu şi totodată şi lista mărimilor ataşate lor (cum ar fi relaţiile dintre masele lor, vieţile medii şi interacţiunile lor), astfel încât în momentul de faţă nu ducem lipsă de date prin care să se verifice orice teorie nouă. Dar deocamdată nu există nici o indicaţie care să permită cuiva să propună o asemenea teorie. Următorul pas care să pună regulă în această dezordine aparentă poate fi făcut mâine sau mai poate întârzia mulţi ani. Este posibil să ajungem să ne completăm cunoştinţele asupra legilor fundamentale ale fizicii, în sensul în care mecanica newtoniană, aplicată obiectelor din viaţa de toate zilele, este astăzi

un subiect închis. Dar s-ar putea tot aşa de bine ca această completare definitivă să rămână totdeauna dincolo de posibilităţile noastre şi, oricât de departe ne-ar duce resursele, ingeniozitatea şi curiozitatea noastră, fiecare nouă piesă de informaţie să aducă cu sine noi probleme încă nebănuite.

Chiar dacă am ajunge într-o zi la o completare a cunoştinţelor noastre asupra materiei neînsufleţite, aceasta încă nu va însemna că am explicat în întregime materia neînsufleţită. Tot ceea ce vom fi realizat va fi să arătăm că toate fenomenele complexe din viaţa înconjurătoare derivă din nişte legi fundamentale simple. Dar cum să explicăm legile înseşi? Atunci când legile mecanicii păreau a fi singurele legi fundamentale, s-ar fi putut avea impresia că aceste legi ar fi ceva de la sine înţeles, deşi în realitate uşurinţa cu care mintea noastră le acceptă izvorăşte numai din faptul că suntem obişnuiţi cu ele din comportarea obiectelor materiale în viaţa de toate zilele.

Prima întrebare izvorâtă din curiozitatea noastră şi cu care pornim la studiul obiectelor din jurul nostru începe cu „de ce“ şi, în timp ce încercăm să urmărim fiecare fapt până la cauzele sale cele mai profunde, „de ce“-ul de bază rămâne până la urmă fără răspuns. Şi nici nu s-ar putea altfel, deoarece printr-o explicaţie, printr-un răspuns la un „de ce “ înţelegem totdeauna să demonstrăm că faptul respectiv este o consecinţă a unei legi sau a unui principiu acceptat. Toate explicaţiile fenomenelor naturale constau deci în a le reduce la nişte legi de bază. Dacă am vrea să explicăm aceste legi, nu am face altceva decât să le reducem la alte legi.

Unele persoane cu înclinaţii spre generalizarea filozofică încearcă să arate că legile de bază, cum ar fi cele ale lui Newton, sunt de fapt evidente, decurgând din nişte principii pretins generale, de care putem fi siguri independent de cunoaşterea lumii din jurul nostru. Aceasta însă ar fi destul de riscant, întrucât cea mai frumoasă deducere a unei legi a naturii în baza unor principii abstracte cade dacă se constată că legea însăşi trebuie modificată în lumina unor descoperiri ulterioare. Dacă se va ajunge vreodată la stadiul în care cunoaşterea legilor naturii să fie completă, atunci desigur că oricine doreşte ar putea fără nici un risc să dovedească că ele nu ar putea fi altfel decât sunt.

Dar pentru omul de ştiinţă ele vor rămâne ceea ce sunt acum, legi derivate din experienţa noastră, verificate prin faptul că vederile făcute în baza lor s-au adeverit în situaţii noi şi supuse la nevoie unor noi modificări atât timp cât ne permit să facem ordine în observaţiile noastre experimentale.

S-ar putea ca ideea noastră că în ultimă instanţă adevăratele legi

trebuie să fie simple, să fie o prejudecată. Noi tindem să avem o satisfacţie intelectuală ori de câte ori se dovedeşte că o lege simplă se adaptează perfect faptelor observate, deşi noţiunile de „simplu“ şi „complicat“ sunt în parte o chestiune de obişnuinţă a modului nostru de gândire, astfel încât nici un test de simplicitate nu este absolut.

Nu putem încheia această carte fără a aminti din nou problemele importante care nu au fost tratate. Nu ne-am referit nicăieri la cosmologie, adică la problema structurii universului ca un tot, sau la domeniul înrudit al cosmogoniei, adică la problema istoriei şi originii universului aşa cum îl vedem. Puncte de contact au existat. Când privim lista nucleelor sau a izotopilor care se găsesc în natură, nu putem să nu ne întrebăm de ce unii sunt mai abundenţi decât ceilalţi, iar răspunsul la această întrebare este legat în mod evident de procesul prin care s-au format cândva aceste nuclee. Sau dacă, aşa cum susţin unii autori, universul se află într-o stare de echilibru, abundenţa diferitelor elemente sau a diferiţilor izotopi trebuie să depindă de modul cum se menţine această stare de echilibru. Atunci când folosim razele cosmice ca sursă de particule de cea mai mare energie, nu putem să nu ne întrebăm de unde provin ele, deşi aceasta nu este esenţial pentru studiul fenomenelor pe care le produc.

Scuza principală pentru omiterea unor asemenea probleme în cartea noastră este lipsa de spaţiu, împreună cu faptul că ele nu sunt încă legate de materialul pe care l-am trecut în revistă, în sensul în care acesta este legat de relativitate şi de mecanica cuantică. În plus, e cazul să spunem că în aceste domenii speculaţiile şi ipotezele predomină faţă de faptele confirmate. Multiplele descoperiri interesante asupra universului nu au dus încă la legi care să poată fi enunţate cu aceeaşi încredere pe care o putem acorda legilor descrise în această carte.

Un domeniu mult mai larg pe care nu l-am atins este cel al vieţii. Am vorbit despre natură ca şi cum ea nu ar conţine plante, animale sau fiinţe omeneşti. Aici se aplică aceleaşi scuze ca mai sus şi probabil că este cazul să spunem că şi în cazul ştiinţelor biologice nu s-a atins stadiul în care încep să devină aparente principiile fundamentale simple, deşi s-ar putea ca specialiştii în ştiinţele biologice să pună în discuţie această afirmaţie.

Este, totuşi, interesant să facem speculaţii asupra relaţiei care ar putea să apară între legile materiei neînsufleţite, discutate până aici, şi legile privind materia vie, care ar putea fi elaborate în viitor.

Pe cât este cunoscut, materia vie pare să se conformeze legilor generale ale fizicii ori de câte ori este posibilă o verificare. Mişcarea membrelor noastre pare să asculte de legile mecanicii întocmai ca

mişcarea diferitelor piese ale unei maşini. Munca pe care o efectuăm şi căldura pe care o producem par să fie echilibrate de valoarea calorică a materiilor prime din hrana noastră. Reacţiile chimice care pot fi identificate în organismul viu se desfăşoară întocmai cum s-ar desfăşura într-o eprubetă.

Dar aceasta nu înseamnă că legile fizicii ar fi capabile să explice în întregime organismul viu. Eu cred, dimpotrivă, că este foarte probabil ca în fiinţa vie să se manifeste ceva de care nu s-a ţinut seamă în descrierea naturii neînsufleţite pe care am prezentat-o. S-ar putea ca aceste trăsături speciale să existe numai atunci când avem de-a face cu materie vie. Sau s-ar putea ca ele să fie totdeauna prezente, dar să nu prezinte importanţă pentru comportarea materiei neînsufleţite, şi de aceea să nu se fi manifestat încă în acest domeniu. Această din urmă posibilitate ar fi similară cu faptul că corecţiile datorite relativităţii există în principiu şi pentru obiectele care se mişcă cu viteză mică. În principiu, orice vagon de cale ferată suferă contracţia Lorentz şi există totdeauna o oarecare ambiguitate în ceea ce priveşte precizarea timpului la care au loc diferitele evenimente de către un pasager din trenul în mişcare şi de către un altul în repaus, dar diferenţele sunt atât de neînsemnate, încât ar fi lipsit de sens să le amintim atunci când avem de-a face cu treburi reale. Tot aşa şi legile cuantice se aplică, în principiu, unei mingi de tenis, dar corecţiile pe care le implică, cum ar fi de exemplu cea datorită efectelor de difracţie, sunt atât de neînsemnate, încât ar fi ilogic să le luăm în consideraţie. Tot astfel s-ar putea ca noile legi care ar trebui să dea seama de comportarea materiei vii să modifice şi ele, în principiu, descrierea vagonului de cale ferată, a mingii de tenis sau a atomului, dar să producă în aceste cazuri doar schimbări neglijabile şi să nu fie importante decât în cazul materiei vii. Nu putem fi siguri, deocamdată, care punct de vedere este cel corect.

În orice caz, concepţiile noastre în ceea ce priveşte legătura dintre biologie şi fizică au fost influenţate de schimbările care au intervenit în fizică în ultimii 50 de ani. Înainte exista convingerea generală că este posibilă o descriere absolut deterministă a naturii, că ne-am putea imagina specificate la un moment dat poziţia şi viteza oricărui atom şi a fiecărui electron în parte din oricare atom. Legile mecanicii şi ale electricităţii ar permite atunci să se calculeze starea de lucruri în oricare alt moment ele timp. Într-o asemenea reprezentare determinată, existenţa materiei vii ar reprezenta o complicaţie. Dacă am urmări în acelaşi mod comportarea moleculelor, atomilor şi electronilor în interiorul unui organism viu, s-ar mişca ei oare exact aşa cum o cer legile obişnuite ale fizicii şi, dacă da, ar putea fi oare viaţa doar un rezultat mai complicat al

legilor fizicii, aşa cum este cazul unei maşini de calculat sau al unei maşini cu aburi? Sau, dacă unele molecule ale unor atomi nu se supun legilor fizicii, de ce se întâmplă aceasta numai în organismul viu? Mecanica cuantică ne spune că aceste întrebări sunt lipsite de sens. Nu putem dispune niciodată de suficientă informaţie cu privire la mişcarea măcar a unui singur atom pentru a prevedea cu precizie comportarea sa viitoare (vezi cap. 7); dacă postulăm că o întrebare are sens fără a specifica observaţiile experimentale prin care să putem verifica răspunsul la ea, ajungem să fim implicaţi în contradicţii. În materia vie acest raţionament e valabil dincolo de limitările principiului de nedeterminare al mecanicii cuantice.

Cu cât vrem să ştim mai multe despre starea atomilor dintr-un organism viu, cu atât mai drastice trebuie să fie perturbaţiile pe care le vor produce măsurătorile noastre; şi, dincolo de impreciziile pe care le vom introduce, apare şi o limitare mai importantă, anume că un organism viu nu poate suporta intervenţiile din exterior decât într-o anumită măsură, după care încetează de a mai fi viu. Faptul că această limitare nu este câtuşi de puţin academică este ilustrat de următoarele: obiectele de studiu cele mai mici ale biologului şi probabil, într-un anumit sens, cele mai simple — şi anume viruşii — nu sunt vizibile decât cu ajutorul microscopului electronic. Ceea ce vedem însă într-o asemenea imagine nu este virusul viu, întrucât acesta nu poate supravieţui bombardamentului de electroni rapizi Ia care trebuie să fie expus, ci sunt rămăşiţele sale. Desigur, şi acestea aduc informaţii valoroase. Dar se poate vedea cât este de lipsită de orice sorţi de izbândă încercarea de a urmări virusul într-un microscop cu o asemenea putere de mărire încât să-l putem vedea „în acţiune".

Astfel, deşi nu este probabil ca noile progrese ale fizicii să fie de un ajutor direct biologului, ele sunt cel puţin utile în sensul că înlătură concepţiile greşite datorite vechilor idei mecaniciste şi că lărgesc posibilităţile deschise imaginaţiei.

Nu este niciodată posibil să prevedem apriori dezvoltarea ştiinţei, dar nu este lipsit de sens să sperăm că în viitorul apropiat va apărea o concepţie nouă cu privire la materia vie, concepţie care, ca şi descoperirea atomului şi elaborarea teoriei cuantice, să coordoneze dintr-o dată multe fapte care ne par în prezent necorelate şi inexplicabile.

SUMAR

Prefaţă
Introducere

1 MIŞCAREA ŞI FORŢA
Legile lui Newton
Gravitaţie şi alte forţe
Impuls şi energie
Ciocniri
Moment cinetic
Condiţii iniţiale şi grade de libertate

2 ELECTRICITATEA ŞI MAGNETISMUL
Legea lui Coulomb
Linii de forţă
Legile câmpului sau acţiunea Ia distanţă
Electromagnetismul
Inducţia. Generator şi transformator
Completarea legilor
Unde electromagnetice
Energia câmpului

3 LUMINA
Spectru. Interferenţă. Unde
Difracţie. Polarizare. Viteză
Lumina constă din unde electromagnetice
Tearia emisiei. Optica geometrică

4 ATOMII ŞI ELECTRONII
Chimia şi ipoteza atomică
Dimensiunile atomilor. Ionii
Electronul
Din ce sunt formaţi atomii?
De ce sunt stabili atomii?
Multe fapte pot fi înţelese

5 ATOMII ÎN ANSAMBLE MARI. CĂLDURA
CA MIŞCARE DEZORDONATĂ
Cantitatea de căldură. Căldură şi dezordine
Căldura şi mişcarea atomilor
Certitudine şi legile întâmplării
Noi verificări şi unele dificultăţi

Corpurile solide şi lichidele
Căldura radiantă

6 TEORIA RELATIVITĂŢII
Consideraţii generale
Mişcare şi repaus
Contracţia Lorentz
Cum să comparăm lungimile şi timpii
Compunerea vitezelor
Mecanica corpurilor în mişcare rapidă
Unele aplicaţii şi confirmări ale teoriei relativităţii
Principiul echivalenţei
Teoria relativităţii generalizate

7 CUANTE, UNDE ŞI PARTICULE
Ipoteza cuantică. Fotonii
Difracţia electronilor. Unde staţionare
Lungime de undă variabilă
Atomul de hidrogen
Particule şi unde
Principiul de nedeterminare

8 PROPRIETĂŢILE ATOMILOR
Hidrogenul şi heliul
Alţi atomi uşori. Principiul de excluziune
Momentul cinetic
Experienţe cu fascicul atomic. Spinul
Pături electronice. Molecule ionice
Al te tipuri de molecule
Solide, metale, lichide
Trecerea printr-o barieră de potenţial

9 ELECTRONII LA VITEZE MARI
Energii negative. Dificultăţi
Spin. Pozitroni
Forţele la viteze mari. Noi dificultăţi
Noi metode. Deplasarea Lamb

10 NUCLEUL ATOMIC
Radioactivitatea. Dezintegrarea alfa
Mecanica ondulatorie rezolvă încă un paradox.
Dezintegrarea nucleuluî
Instalaţii noi
Neutroni, izotopi, defect de masă

Forţele nucleare
Modelul în pături. Stări excitate
Radiaţia beta
Fisiunea. Surse de energie

11 MEZONI ŞI ALTE PARTICULE NOI
Razele cosmice şi aparatajul folosit pentru studierea lor
Particulele cunoscute
Mezonii
Teoria lui Yukawa. Alţi mezoni
Dincolo de mezoni. Se deschide un nou capitol

CONCLUZII ŞI PERSPECTIVE

---

[1] Ernst Mach (1838—1916), fizician şi filozof german. Ca fizician, s-a ocupat îndeosebi de mecanică şi acustică (este cunoscut pendulul lui Mach). Ca filozof, Mach este unul dintre fondatorii „idealismului fizic“, curent filozofic a cărui esenţă idealistă a fost demascată şi combătută de către V.I. Lenin în lucrarea „Materialism şi empirio- criticism“. — N.R

[2] Elementele situate după uraniu în tabloul lui Mendeleev continuă până Ja Z = 103 (lawrenciu), dar acestea nu se găsesc în stare naturală. - N.R.

[3] Aici autorul se referă la faptul că în lichide şi solide forţele de coeziune dintre atomi şi molecule sunt mult mai mari decât la gaze. - N.R.

[4] Cu ajutorul betatroanelor, sincrotroanelor de electroni şi acceleratorilor lineari moderni, se pot accelera electroni până la energii de circa 300, 700 şi 2 000 MeV respectiv. —N.R.

[5] Zborurile în cosmos au adus noi elemente în ceea ce priveşte starea de imponderabilitate.

Această stare începe în momentul in care nava cosmică s-a plasat pe orbită, adică în momentul în care forţele de propulsie au încetat să acţioneze şi ea se mişcă liber în câmpul de atracţie al Pământului.

Cosmonauţii au verificat modul în care se comportă diversele obiecte în stare de imponderabilitate, precum şi propriul lor organism, completând astfel datele teoretice cu experienţa concretă. — N.R.

[6] Corp negru se numeşte acel corp care absoarbe toate radiaţiile, de orice frecvenţă. In natură nu există corpuri cu asemenea proprietăţi absolute; totuşi multe corpuri pot fi considerate aproximativ drept corp negru. De exemplu, negrul de fum este aproape corp negru, iar negrul de platină este şi mai negru. — N.R.

[7] În limba engleză ,.to spin" înseamnă a se roti în jurul propriei axe. (Nota trad.)

[8] În prezent, datorită unor cercetări recente ale fizicianului sovietic L. D. Landau (Premiul Nobel pe anul 1961), s-a elucidat comportarea neobişnuită a heliului. Astfel, s-a constatat că există două feluri de heliu, heliu I şi heliu II; ultimul prezintă fenomenul de suprafluiditate, adică se

comportă ca un lichid ideal (în care nu există frecare), ceea ce explică proprietăţile sale neobişnuite.

De asemenea, s-a descoperit recent (noiembrie 1962) că heliul nu este un element inert, ci se combină chimic. (N. R.)

[9] În prezent, energia atomică şi cercetările asupra ei pătrund tot mai mult în viaţa practică. Astfel s-au pus în funcţiune centrale atomoelectrice, s-au construit spărgătoare de gheaţă şi submarine atomice etc., iar nenumărate laboratoare industriale, spitale, staţiuni experimentale folosesc din plin procedee specifice fizicianului atomist. — N.R.

[10] În prezent funcţionează în numeroase laboratoare ciclotroane care accelerează protoni până la energii de 600—700 MeV. — N.R.

[11] În prezent au fost realizaţi acceleratori de protoni (sincrotroane de protoni sau sincrofazotroane) capabile de a accelera protonii până Ia energii de 30 000 MeV. — N.R.

[12] Experienţe recente au adus multe informaţii noi cu privire la natura neutrinilor. Neutrini produşi in cantităţi mari în reactorii nucleari au fost folosiţi pentru a provoca reacţia inversă dezintegrării β (transformarea unui proton în neutron şi un electron pozitiv).

Reacţii similare au fost încercate şi cu neutrinii produşi prin dezintegrarea în zbor a mezonilor π rapizi produşi de marii acceleratori. Experienţele lui Steinberger şi Lederman, efectuate la acceleratorul de 30.000 MeV de la Brookhaven, au confirmat ideea teoretică a lui Pontecorvo (Premiul Lenin pe anul 1962) despre existenţa a două feluri de neutrini, asociaţi unii cu mezonii μ şi ceilalţi cu electronii. — N.R.

[13] De la apariţia cărţii de faţă s-au deschis posibilităţi noi pentru realizarea unei reacţii termonucleare dirijate (controlate) prin folosirea proprietăţilor plasmei (o stare specială a gazelor ionizate) care, în condiţii bine definite, poate juca rolul unui mediu în care se localizează reacţia termonucleară. Deşi reacţii termonucleare în lanţ nu au fost încă obţinute, primele instalaţii de acest gen, realizate întâi sub conducerea savantului sovietic Kurceatov, şi ulterior şi în Anglia şi S.U.A., au permis deja obţinerea unor temperaturi apropiate de cele teoretic necesare pentru eliberarea de energie termonucleară în mod controlat. — N.R.

[14] Studii recente de radioastronomie (înregistrarea undelor de radiofrecvenţă emise de diferite corpuri cereşti) au permis savanţilor sovietici Ghinsburg şi Şklovski să elaboreze o teorie consecventă a originii radiaţiei cosmice, care explică majoritatea proprietăţilor ei. Conform acestei teorii, nucleele cosmice primare suferă un prim proces de accelerare în erupţiile stelelor nove şi supranove, după care sunt „injectate" în spaţiul cosmic unde câştigă lent energie prin „ciocniri" cu nori difuzi de materie rarefiată şi ionizată (mecanismul Fermi).

În ansamblu, de aceste procese de accelerare sunt responsabile forţe magnetice, care acţionează pe un principiu similar cu cel al acceleratorilor din laboratoarele terestre, cu deosebirea că intensităţile câmpurilor magnetice sunt mult mai mici, iar extinderea lor mult mai mare. — N.R.

[15] Afirmaţia este inexactă. Sursa esenţială a componentei moi a radiaţiei cosmice o constituie dezintegrarea în doi fotoni a mezonilor neutri, născuţi în ciocnirile protonilor şi celorlalte nuclee cosmice primare cu nucleele atomi lor din atmosferă. — N.R.

[16] Există totuşi o cale de dezintegrare simplă care nu contravine nici

uneia din legile de conservare menţionate aci (şi de altfel, nici unei alte legi de conservare cunoscute în prezent), în speţă dezintegrarea într-un electron şi un foton. Cu toate acestea experienţe minuţioase, începute cu mult înaintea apariţiei cărţii de faţă şi aduse recent la un înalt grad de perfecţiune şi sensibilitate au arătat că acest proces de dezintegrare fie că nu are loc, fie că este extrem de rar (mai puţin de un caz în 10 milioane). Acest paradox, în spatele căruia se ascund evident legi ale naturii încă necunoscute a devenit unul din firele conducătoare în teoria modernă a particulelor elementare. Primul rod al căutărilor în această direcţie a fost ipoteza existenţei a două soiuri de neutrini, asociaţi respectiv cu electronii şi cu mezonii μ (B. Pontecorvo, Premiul Lenin 1962) şi confirmarea ei experimentală (Lederman şi Steinberger, 1962). — N.R.

[17] Astăzi se ştie că între particulele instabile de viaţă extrem de scurtă, aşa-zisele „rezonanţe" (vezi şi nota de la pag. 309), apar foarte frecvent particule cu două sarcini pozitive care se pot datora tocmai procesului de „alipire" a unui mezon π pozitiv Ia un proton. — N.R.

[18] Cercetări ulterioare au arătat că mezonii neutri trăiesc în medie $2x10^{-14}$ secunde. — N.R.

[19] Cercetări efectuate cu acceleratori mai mari (până la 30.000 MeV) şi în special cu raze cosmice (1.000.000 MeV şi mai mult) au arătat că la energii foarte mari procesele de generare multiplă de mezoni (până la 20 de mezoni produşi într-o ciocnire între doi protoni) predomină. - N.R.

[20] Afirmaţia din paranteză este istoric neadevărată. Prima particulă nouă din acest grup observată a fost mezonul K. — N.R.

[21] În momentul când a fost scrisă cartea de faţă problema „noilor" particule instabile de viaţă relativ „lungă" (10^{-10} — 10^{-8} secunde) era într-o fază extrem de confuză; de aceea o serie de afirmaţii din acest alineat sunt fie neexacte, fie contradictorii. Fără a putea intra aici cât de cât în detalii (vezi în această privinţă cartea lui V. Novojilov, „Particule elementare", Editura Tehnică, 1960) vom schiţa numai un tablou sumar al aşa-numitelor „particule stranii". Acest titlu provine de la o contradicţie aparentă între abundenţa mare cu care ele sunt produse în ciocniri nucleare de mare energie şi „încetineala" cu care mor (durata de viaţă de cca. 10^{-10} este încă uriaşă faţă de intervalele de timp specific nucleare de cca. 10^{-23} secunde!).

Particulele stranii se împart în două grupe mari şi anume:

a) *Mezonii grei* (sau mezoni K), de circa trei ori mai grei ca mezonii π, care pot suferi o mare varietate de tipuri de dezintegrare (în doi sau trei mezoni π, în mezon μ şi neutrino, mezon μ, mezon şi neutrino, electron şi neutrino etc.).

b) *Hiperonii* (sau particulele y), care într-un anumit sens pot fi consideraţi ca nucleoni într-o stare de energie superioară, deci cu masă de repaus mai mare (li se spune uneori şi nucleoni excitaţi sau hiper-nucleoni, de unde, prin contractare, numele de hiperoni). Se deosebesc trei specii de hiperoni, care au o viaţă medie suficient de lungă pentru a fi observaţi ca particule libere:

1°. hiperonul A° care apare numai ca particulă neutră (de aproximativ 1,2 ori mai greu ca un proton);

2°. hiperonul Σ:, care apare în variantele, pozitiv, negativ şi neutru (de

aproximativ 1,3 ori mai greu ca un proton);

3°. hiperonul 8Ξ (supranumit şi hiperon de cascadă) care apare numai în variantele negativ şi neutru (de aproximativ l,4 ori mai greu ca un proton).

Toţi hiperonii sunt instabili şi se dezintegrează (cu excepţia hiperonului Σ° care are o viaţă comparabilă cu a mezonului neutru) după o viaţă de circa 10^{-10} în mezoni şi nucleoni sau hiperoni mai uşori.

Proprietăţile particulelor stranii au fost studiate foarte amănunţit cu ajutorul marilor acceleratori, unde ele au putut fi produse în cantităţi „industriale" judecând la scara abundenţelor din razele cosmice. Rezultatele obţinute, a căror înţelegere depăşeşte nivelul şi cadrul cărţii de faţă, au permis pentru prima oară construirea unei sistematici a particulelor elementare, care aminteşte intr-o oarecare măsură tabloul lui Mendeleev pentru speciile atomice (Schema Gell-Mann şi Nishijima). Recomandăm în această privinţă cartea lui I. V. Novojilov, „Particule elementare", Editura Tehnică, 1960. — N.R.

[22] Remarca autorului s-a dovedit a fi de o clarviziune remarcabilă. În ultimii doi ani au fost descoperite o serie de particule noi, de viaţă extrem de scurtă, comparabilă cu timpii caracteristici nucleari (10^{-23} s). Aceste particule sunt fie mezoni (mai uşoare decât protonul), fie barioni (mai grele decât acesta). Unele sunt „înrudite" direct cu particulele „obişnuite" (mezonii şi nucleonii), iar altele au atributul de „stranietate" (ca mezonii K şi hiperonii). Studiul acestor particule noi (în prezent se cunosc cca. 20 şi lista lor e în continuă creştere) — care, din cauza unei analogii cu unele fenomene din fizica energiilor zise „joase", au căpătat numele de „rezonanţe" — constituie capitolul cel mai actual şi poate cel mai promiţător (în sensul lămuririi naturii forţelor nucleare) din fizica modernă a energiilor mari. — N.R.

[23] În prezent există acceleratori capabili de a crea antiprotoni. Ca în majoritatea cazurilor şi aci primele observaţii au fost făcute cu raze cosmice. În 1954 au fost publicate trei observaţii care aproape cu certitudine demonstrau existenţa antiprotonilor. În 1955, Segre şi colaboratorii săi de la Universitatea din California au generat pentru prima oară antiprotoni la acceleratorul de 6.000 MeV şi le-au studiat în amănunt proprietăţile, care s-au dovedit a fi exact cele prezise de teorie (Premiul Nobel pe anul 1956). În prezent au fost observate toate antiparticulele grele, şi antineutronul, şi antihiperonii). N.R.